HAL
open science

Contribution à l'étude de l'hélium dans la couronne solaire. Observations du télescope spatial EIT

Frédéric Auchère

To cite this version:

Frédéric Auchère. Contribution à l'étude de l'hélium dans la couronne solaire. Observations du télescope spatial EIT. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2000. Français. NNT : . tel-00009055

HAL Id: tel-00009055

https://theses.hal.science/tel-00009055v1

Submitted on 18 Apr 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Contribution à l'Étude de l'Hélium dans la Couronne Solaire

Observations du Télescope Spatial EIT

Thèse de Doctorat

préparée en vue de l'obtention du grade de

Docteur de l'Université Paris VI

par

Frédéric Auchère

Soutenue le 30 octobre 2000 devant le jury composé de:

Jean-Claude Cerisier	Président du jury
Jean-Pierre Delaboudinière	Direrctеur de thèse
Arthur I. Poland	Co-directeur
Sylvie Sahal-Bréchot	Rapporteur
Frédéric Clette	Rapporteur
Alan H. Gabriel	Examinateur
Serge Koutchmy	Examinateur

Remerciements

Ce mémoire rend compte de recherches effectuées entre septembre 1998 et mai 2000 sous la direction de Jean-Pierre Delaboudinière, tout d'abord à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), puis au Goddard Space Flight Center (GSFC) de la NASA. Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Jean-Pierre Delaboudinière pour m'avoir offert la possibilité de réaliser ce travail de recherche. C'est aussi à lui que je dois d'avoir eu l'opportunité de réaliser une partie de mes travaux au GSFC. Ses commentaires critiques toujours constructifs et ses idées originales ont été un apport stimulant tout au long de ces trois années.

Je tiens à remercier tout particulièrement Arthur I. Poland qui a bien voulu consacrer une partie de son temps à la critique de mes travaux et à la relecture du manuscrit. Je veux aussi exprimer toute ma gratitude aux autres membres du jury : Jean-Claude Cerisier, Serge Koutchmy, et en particulier Sylvie Sahal-Bréchot et Frédéric Clette qui ont accepté la lourde tâche de rapporteur.

J'adresse des remerciement particuliers à Joseph. B. Gurman, le chef de mission du projet SOHO à la NASA, qui a toujours veillé à ce que je dispose de bonnes conditions de travail.

Je voudrais rappeler que ce travail n'aurait jamais pu aboutir sans les contributions décisives de plusieurs personnes. Je tiens ainsi à adresser mes remerciements à J. M. Davila et R. J. Thomas pour avoir eu la gentillesse de me fournir les données obtenues par leur spectrographe SERTS et avoir pris le temps de m'initier à leur analyse. De même, ma reconnaissance va à Eric Quemerais pour m'avoir procuré les programmes permettant de calculer la densité électronique à partir des données des coronographes MarkIII et LASCO/C2. Les commentaires experts de Jean-Marc Defise m'ont été d'une grande aide pour traiter certains aspects de l'étalonnage de EIT. Je tiens aussi à souligner l'amabilité dont Igor Bray et Yong-Ki Kim ont fait preuve en répondant à mes questions concernant leurs calculs de sections efficaces d'ionisation.

Enfin, je veux souligner l'accueil chaleureux que m'ont réservé les membre de l'équipe de physique solaire du GSFC. J'adresse aussi une pensée particulière à Kevin Schenk, le pilote des instruments EIT et LASCO, pour l'aide qu'il m'a apportée lors de la préparation de plusieurs programmes d'observations critiques pour l'aboutissement de ces recherches.

Résumé

Mots clés : soleil, hélium, couronne, vent solaire.

L'HÉLIUM JOUE UN RÔLE FONDAMENTAL dans la physique de l'héliosphère. La compréhension des phénomènes physiques qui lui sont associés ainsi que la détermination de son abondance ont des répercussions dans des domaines aussi variés que la cosmologie, la modélisation stellaire ou l'étude du vent solaire. L'héliosismologie permet maintenant de mesurer précisément l'abondance d'hélium dans le cœur du Soleil, les méthodes spectroscopiques fournissent des diagnostic dans la photosphère et dans la chromosphère, et l'hélium est étudié à une unité astronomique dans le vent solaire avec des détecteurs de particules in situ. Mais très peu de mesures existent dans la couronne et de ce fait, dans l'intervalle de distances allant de la chromosphère au vent solaire, notre connaissance de l'hélium repose essentiellement sur des travaux théoriques. Ce travail est donc une tentative de contribution à l'étude observationnelle de l'hélium dans la couronne solaire.

Le télescope EIT embarqué à bord de SOHO peut observer la couronne solaire jusqu'à 2 $R_\odot$ dans un intervalle de longueurs d'onde du spectre extrême ultraviolet comprenant la raie de résonance à 30.378 nm de l'ion He^+. Cette raie étant formée dans la couronne principalement par diffusion résonante du flux de photons chromosphérique par les ions He^+, son intensité est proportionnelle à la densité d'ions He^+, et son observation permet donc potentiellement un diagnostic intéressant de l'hélium coronal. Malgré une contamination par d'autres raies, il semble qu'une fraction non négligeable du signal enregistré par EIT dans sa bande passante à 30.4 nm puisse être attribuée sans ambiguïté à la raie de résonance de l'He^+. De plus, une étude préliminaire semble avoir indiqué que les gradients d'intensité ainsi observés sont anormalement faibles dans les régions polaires. L'objectif de la présente étude était de vérifier cette assertion.

Pour ce faire, nous avons tout d'abord procédé à une étude critique détaillée des caractéristiques de l'instrument EIT afin de confirmer que la raie à 30.378 nm de l'He^+ est effectivement détectée dans la couronne dans la bande passante à 30.4 nm. Ceci a impliqué l'évaluation précise de plusieurs paramètres d'étalonnage dont la réponse spatiale du détecteur, la contamination de la bande passante à 30.4 nm par d'autres raies spectrales, ainsi que le niveau de lumière diffusée instrumentale. Afin d'interpréter les intensités mesurées à l'aide de EIT, nous avons développé un modèle empirique prédictif de l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ dans la couronne en nous basant sur des travaux existants pour le cas de la raie Lyman α de l'hydrogène et en utilisant tous les éléments observationnels disponibles. Ce modèle requiert la connaissance de certaines grandeurs caractéristiques des conditions physiques régnant dans la couronne, comme la température ou la densité électronique, lesquelles ont été déterminées indépendamment à partir de travaux déjà existants ou en analysant de nouvelles observations. Les comparaisons entre l'intensité observée par EIT et les prédictions de notre modèle semblent confirmer globalement les résultats de l'étude préliminaire. Dans les régions équatoriales, le gradient d'intensité de la raie de résonance de l'He^+ est cohérent avec la hauteur d'échelle de la densité électronique. En revanche, aux hautes latitudes dans les trous coronaux polaires, le gradient d'intensité observé semble significativement plus faible que celui prédit par le modèle. On peut interpréter cette observation par une accumulation d'ions He^+ dans les trous coronaux polaires, là où le vent solaire rapide

trouve son origine. Si l'équilibre d'ionisation utilisé dans le modèle est effectivement représentatif des conditions coronales moyennes, cette accumulation d'He^+ pourrait être la signature d'une abondance d'hélium élevée dans la couronne. Ceci peut être rapproché des résultats de certains modèles théoriques du vent solaire indiquant la possibilité que l'abondance d'hélium soit élevée dans la couronne, 20% ou plus, alors qu'elle est de 10% dans l'intérieur et de 4% en moyenne dans le vent solaire. Comme l'hélium a une masse quatre fois supérieure à celle de l'hydrogène, il est clair qu'une abondance d'hélium élevée influerait de façon non négligeable sur les flux de masse et d'énergie dans le vent solaire. D'autres observations avec une meilleure résolution spectrale et un niveau de lumière diffusée moindre sont cependant nécessaires pour confirmer notre résultat et obtenir de nouveaux outils de diagnostics dans la couronne.

An Observational Study of Helium in the Solar Corona with the EIT Instrument on Board the SOHO Spacecraft

Abstract

Key words : sun, helium, corona, solar wind.

HELIUM IS THE SECOND MOST ABUNDANT ELEMENT in the Universe. The understanding of the physicals processes associated with helium as well as the determination of the helium abundance both have implications in various research fields such as cosmology, stellar evolution or the physics of the solar wind. Helioseismology techniques give accurate measurements of the helium abundance in the solar interior, spectroscopic techniques provide diagnostics in the photosphere and in the chromosphere, and in situ measurements in the solar wind at 1 A.U. are carried out with particle detectors. But very few observations of helium exist in the corona and therefore, our knowledge of helium at intermediate distances between the photosphere and the solar wind is essentially based on theoretical studies. The present work is a tentative contribution to help constraint the observational knowledge of helium in the solar corona.

The EIT telescope on board the SOHO spacecraft can observe the solar corona up to 2 $R_\odot$ in an interval of wavelengths of the extreme ultraviolet spectrum including the resonance line of the He^+ ion at 30.378 nm. This line being formed in the solar corona by resonant scattering of the chromospheric flux by coronal He^+ ions, its intensity is proportional to the number density of He^+ ions. Therefore, the observation of this line in the corona can potentially provide interesting diagnostics of the coronal helium. In spite of the contamination by other spectral lines, it seems that a non negligible fraction of the signal recorded by EIT in its 30.4 nm bandpass can be attributed to the resonance line of He^+. Furthermore, a preliminary study seems to show that the observed intensity gradients are anomalously low in the polar regions. The aim of the present work was to investigate further these preliminary results.

We first carried out a detailed critical analysis of the characteristics of the EIT instrument in order to confirm that the 30.378 nm line of He^+ can be detected in the corona in the 30.4 nm bandpass of EIT. This analysis implies a precise evaluation of several calibration parameters such as the flat-field of the detector, the contamination of the 30.4 nm bandpass by other spectral lines and the instrumental stray light level. In order to interpret the intensities measured with EIT, we developed a model of the intensity of the resonance line of He^+ in the corona, with the existing models for the Lyman α line of neutral hydrogen as a starting point. This model requires as inputs some physical parameters such as the electron temperature and electron density, which were independently determined either from previous results or from new observations. The comparisons between the observed intensity and the predictions of the model seem to confirm the results of the preliminary analysis. In the equatorial regions, the intensity gradient of the resonance line of He^+ is compatible with the electron density scale height. But at high latitudes

in the polar coronal holes, the intensity gradient seems significatively smaller than what is expected from the computations. One can interpret this observation by an accumulation of helium in the polar coronal holes, where the fast solar wind originate. If the coronal ionisation balance computed in the model is valid, this accumulation of He^+ could be the signature of an enhanced helium abundance in the corona. Some theoretical models of the corona/solar wind system show that the helium abundance could indeed be 20% or more in the corona, even though it is 10% in the solar interior and 4% in the solar wind. Because helium is four times more massive than hydrogen, it is clear the an enhanced helium abundance in the corona would greatly impact the energy and momentum fluxes in the solar wind. However, further observations, especially with a better spectral resolution and a lower stray light level, are needed to confirm the results presented here.

Remarques concernant les conventions adoptées

Notation des raies spectrales et des espèces ioniques

Au cours de notre étude, nous avons analysé quelques aspects du comportement de différents ions présents dans la couronne solaire ainsi que de certaines des raies spectrales qui leur sont associées. Le traitement d'espèces ioniques (par exemple létude de fractions d'ionisation) implique naturellement l'utilisation de la notation chimiste, dans laquelle un élément Z m fois ionisé est noté Z^{m+}. Par contre, la notation de raies spectrales se fait traditionnellement en utilisant la notation spectroscopique, c'est à dire qu'une raie d'un élément Z m fois ionisé en appelée raie de l'ion Z(M+1). Par souci d'homogénéité, nous avons décidé d'adopter la convention chimiste, même pour la notation des raies spectrales. Ainsi, la raie de résonance à 30.4 nm notée raie de l'HeII dans la notation spectroscopiques sera par la suite denotée comme raie de résonance à 30.4nm de l'ion He^+.

Unités de mesure

Bien que par tradition la plupart des publications traitant de physique solaire utilisent toujours l'ancien système CGS, nous avons decidé de travailler en utilisant le Système International (SI, ou MKSA). Les valeurs numériques des intensités des raies spectrales sont donc exprimées en [$\mathrm{mW.m^{-2}.str^{-1}}$] (milliwatts par mètre carré et par stéradian) et non en [$\mathrm{erg.cm^{-2}.s^{-1}.str^{-1}}$] (ergs par centimètre carré par seconde et par stéradian). Nous avons choisi le milliwatt et non le watt afin de faciliter les comparaisons avec les travaux utilisant le système CGS. En effet, comme 1 $\mathrm{mW.m^{-2}} = 1\ \mathrm{erg.s^{-1}.cm^{-2}}$, nos valeurs numériques sont les mêmes que si nous les avions exprimées dans le système CGS.

Références bibliographiques

Plutôt que de grouper l'ensemble des références bibliographiques dans une unique section, nous avons choisi de faire figurer un liste de référnces à la fin de chaque chapitre. Quand une référence est utilisée dans plusieurs chapitres différents, elle est dupliquée dans toutes les listes correspondantes. Plusieurs références bibliographiques sont de ce fait redondantes, mais nous avons préféré cette disposition car elle produit des listes de références plus courtes et regroupées par thèmes, qui sont de ce fait plus aisées à consulter.

Table des matières

I Introduction 15

1 L'hélium dans l'héliosphère **17**
1.1 L'importance de l'hélium dans la physique du Soleil . . . 17
1.2 Le problème de la couronne et du vent solaire . . . 18
1.3 Observations existantes de l'hélium coronal . . . 20
1.4 L'hélium coronal observé par le télescope EIT . . . 21
1.5 Objectif de notre étude . . . 21
Bibliographie . . . 23

II Observations de l'hélium coronal avec le télescope EIT 25

1 Observer la couronne avec EIT **27**
1.1 Principe de l'instrument . . . 27
1.2 Le problème de l'étalonnage des images . . . 29
1.2.1 Réponse spectrale . . . 32
1.2.2 Réponse spatiale . . . 33
1.2.3 Variations temporelles . . . 34
Bibliographie . . . 35

2 Variations spatiales de la réponse du détecteur **37**
2.1 Exploitation de l'ESR du 4 mars 1998 . . . 37
Bibliographie . . . 41

3 Lumière diffusée instrumentale **43**
3.1 Le problème de la lumière diffusée instrumentale . . . 43
3.2 Effets notables de la lumière diffusée sur les images . . . 44
3.2.1 Observations d'éruptions intenses . . . 44
3.2.2 Asymétrie de révolution systématique . . . 46
3.3 Détermination de la PSF . . . 47
3.4 Mesure relative directe du niveau de lumière diffusée . . . 50
3.5 Le passage de Mercure des 15 et 16 novembre 1999 . . . 54
3.5.1 Principe de la mesure . . . 55
3.5.2 Programme d'observations . . . 58
3.5.3 Mesure de la position de Mercure . . . 59
3.6 Résultats : cartes de lumière diffusée . . . 60
Bibliographie . . . 68

4 Extraction du signal à 30.378 nm **71**
4.1 Première méthode : un modèle des composantes collisionnelles . . . 71
4.1.1 Différences de comportement des diverses composantes . . . 72

4.1.2 Soustraction des composantes collisionnelles 73
4.1.3 Choix de la bande passante 75
4.2 Seconde méthode : analyse par DEM 78
4.3 Comparaison des deux méthodes 80
4.4 Résultats : cartes d'intensité de la raie de l'He^+ 83

III Modélisation du flux coronal à 30.378 nm 89

1 Position du problème 91
1.1 Le spectre chromosphérique anormal de l'hélium 92
1.2 Modélisation du spectre de l'hélium coronal 94
1.3 Méthodologie 95
Bibliographie 96

2 Intensité théorique de la couronne solaire à 30.378 nm 99
2.1 Processus possibles 99
2.2 Intensité de la raie d'émission à 30.378 nm de l'ion He^+ 100
2.2.1 Équilibre d'ionisation 101
2.2.2 Peuplement du niveau 2p de l'ion He^+ 105
2.2.3 Composante de diffusion résonnante 108
Bibliographie 114

3 Paramètres atomiques 117
3.1 Ionisation par collisions électroniques 117
3.2 Excitation depuis le niveau fondamental 119
3.3 Recombinaison 122
3.3.1 Recombinaison radiative 122
3.3.2 Recombinaison diélectronique 124
3.4 Photoionisation 125
Bibliographie 128

4 Paramètres de la couronne et de la chromosphère solaires 131
4.1 Abondance d'hélium 132
4.2 Profil de la raie chromosphérique 132
4.2.1 Résultats anciens 133
4.2.2 Résultats récents : le spectrographe SERTS 133
4.3 Profil de la raie coronale 141
4.4 Intensité de la raie chromosphérique 142
4.5 Vitesse d'ensemble des ions He^+ coronaux 147
4.6 Densité électronique 148
4.7 Température électronique 154
Bibliographie 157

5 Prédiction de l'intensité de la raie de résonance **161**
5.1 Intensité calculée de la raie de résonance de l'He^+ . . . 162
5.2 Influence des paramètres solaires . . . 164
5.2.1 Intensité de la raie chromosphérique . . . 165
5.2.2 Facteur de profil : largeur des raies et vitesse du plasma . . . 167
5.3 Conclusions . . . 171

IV Résultats 173

1 Comparaison entre les observations de EIT et les prédictions du modèle **175**
1.1 Comparaison entre les observations et les prédictions . . . 175
1.2 Interprétation . . . 180
1.2.1 Erreurs d'étalonnage . . . 180
1.2.2 Pertinence du modèle . . . 181
1.2.3 Erreurs de détermination des paramètres solaires . . . 182
1.3 Conclusion . . . 183
Bibliographie . . . 184

2 Conclusions **187**
2.1 Contributions à l'étude de l'hélium coronal . . . 187
2.2 Contributions à la caractérisation de l'instrument EIT . . . 189

3 Perspectives observationnelles **191**
3.1 Les observations récentes de SERTS . . . 191
3.2 Les moyens d'observation à venir . . . 192
Bibliographie . . . 194

Annexes 197

A Intensité d'une raie d'émission coronale **199**
A.1 Expression générale . . . 199
A.2 Abondance d'hydrogène par rapport aux électrons . . . 200
A.3 Equilibre d'ionisation . . . 201
A.4 Peuplement des niveaux d'énergie . . . 203
A.4.1 Approximation coronale : raie purement collisionnelle . . . 203
Bibliographie . . . 205

B Table des constantes physiques utilisées **207**

Index **215**

Hors texte : publications **215**

Première partie

Introduction

— 1 —

L'hélium dans l'héliosphère, du cœur du soleil au vent Solaire

1.1 L'importance de l'hélium dans la physique du Soleil

Dans l'Univers en général et dans l'héliosphère en particulier, l'hélium représente environ 10% des atomes et est 50 fois plus abondant que tous les autres éléments lourds. Avec une masse quatre fois plus importante que celle de l'hydrogène, il est clair que l'hélium peut avoir une contribution relative aux flux de masse et d'énergie dans l'héliosphère bien plus considérable que celle *a priori* suggèrée par son abondance. Cependant, plusieurs aspects de la physique de l'hélium dans le Soleil sont mal connus. L'abondance d'hélium par exemple, c'est à dire le rapport entre le nombre d'atomes d'hélium et le nombre d'atomes d'hydrogène, est mal déterminée. Or l'abondance d'hélium est un paramètre critique pour les modèles solaires, car de nombreux processus physiques en dépendent. Les taux des réactions de fusion nucléaires se produisant dans le cœur, l'opacité du fluide solaire, les processus de transport d'énergie ainsi que l'équation d'état définissant les fréquences des modes d'oscillation globaux dépendent tous de sa valeur. Enfin, plusieurs auteurs ayant souligné son importance dans le bilan énergétique du vent solaire, c'est en fait la compréhension de la physique de l'héliosphère dans son ensemble qui est affectée par la physique de l'hélium.

L'abondance d'hélium dans le Soleil est souvent considérée d'importance cosmologique, car elle peut être utilisée pour déduire l'abondance primordiale d'hélium dans l'Univers, c'est à dire l'abondance d'hélium dans l'Univers avant qu'il n'ait été enrichi en éléments lourds par les premières générations d'étoiles. La prédiction de cette abondance primordiale est souvent présentée comme un test des modèles cosmologiques [21]. Dans les modèles du type « big bang », pratiquement tous les neutrons crées dans les premiers instants de l'Univers finissant par être liés dans des noyaux d'hélium ^{4}He, l'abondance d'hélium est déterminée par le rapport du nombre de neutrons au nombre de protons crées lors des premiers instants de l'Univers, donné par $n_n/n_p = \exp(-Q/k_BT) \approx 1/6$, où Q est la différence de masse entre le neutron et le proton en unités d'énergie et k_BT vaut environ 1 MeV pour un Univers dominé par le rayonnement. En tenant compte de la désintégration β des neutrons avant leur regroupement dans des noyaux d'hélium, on obtient une abondance primordiale d'hélium de $Y_0 = 0.25$ environ [1]. Du fait de l'âge relativement faible du système solaire par rapport à l'âge de l'Univers (environ 4.6×10^9 ans), on s'attend à ce que le nuage de gaz dont il est issu ait été enrichi en hélium par les premières

1. Pour les application cosmologiques, l'abondance d'hélium est souvent notée sous forme de la fraction de masse $Y = m_{\rm He}N_{\rm He}/(m_{\rm He}N_{\rm He} + m_{\rm H}N_{\rm H}) = 2n_n/(2n_n + n_p)$. Nous utiliserons par la suite la notation la plus souvent utilisée en physique du vent solaire, c'est à dire le rapport des densités $N_{\rm He}/N_{\rm H} = Y/4(1-Y)$.

générations d'étoiles. Il est donc remarquable que les valeurs d'abondance déduites pour la zône convective à partir des mesures d'héliosismogie soient similaires à la valeur primordiale. Par exemple, selon les données et les modèles d'opacité utilisés, les valeurs publiées sont comprises entre $Y_\odot = 0.246$ et $Y_\odot = 0.252$ [4, 3, 25]. Ces valeurs faibles relativement à l'abondance primordiale sont généralement interprétées comme étant une preuve qu'il y a sédimentation gravitationnelle de l'hélium dans la sphère solaire. L'abondance primordiale est déduite de ces mesures à partir de modèles d'évolution stellaires. Le meilleur accord avec les caractéristiques actuelles du Soleil (masse, diamètre, luminosité, etc.) est obtenu pour $Y_0 = 0.273$ [1].

L'abondance d'hélium et les phénomènes qui lui sont associés influent aussi sur les modèles de la structure interne du Soleil et sur son évolution. Par exemple, l'hélium tend à stagner dans la zone radiative de l'intérieur solaire par rapport à l'hydrogène à cause de la sédimentation gravitationnelle et de la diffusion thermique. Bien que le temps de diffusion soit de l'ordre de l'âge du Soleil et de ce fait négligeable pour l'évolution de la plupart de ses grandeurs caractéristiques, J. N. Bahcall et M. H. Pinsonneault ont montré que la diffusion peut avoir un effet sur la température du cœur et même sur le flux de neutrinos émis [1]. La diffusion de l'hélium peut aussi avoir des effets sur la fréquence des oscillations solaires et donc sur la valeur de l'abondance d'hélium obtenue par les méthodes d'hélioseismologie [8].

Un autre problème de la physique solaire lié à l'hélium et toujours non résolu depuis la découverte de l'hélium dans le spectre solaire est le comportement anormal des raies de l'hélium dans la chromosphère. Alors que les raies des autres éléments ne semblent par poser de problème particulier, les modèles théoriques ont des difficultés à reproduire le spectre des raies de l'hélium dans la chromosphère. En particulier, les intensités calculées sont systématiquement 5 à 15 fois trop faibles par rapport aux observations. De nombreux mécanismes, dont des variations d'abondance, ont été proposés comme responsables de cette intensité anormale, mais aucun ne parvient à l'expliquer complètement. Les travaux les plus récents tendent à montrer que ce phénomène est dû à la présence dans la chromosphère d'électrons plus énergétiques que les électrons thermiques, la raison de leur présence faisant cependant toujours l'objet de spéculations. Nous aurons l'occasion de revenir plus en détail sur ce sujet dans la section 1.1.

1.2 Le problème de la couronne et du vent solaire

Nous voyons que l'étude de l'hélium, que ce soit son abondance ou les processus physiques qui lui sont associés, joue un rôle fondamental aussi bien pour des applications cosmologiques que pour la compréhension de la physique du Soleil depuis le cœur jusqu'à la chromosphère. Mais l'hélium est aussi important dans la physique de la couronne et du vent solaire, ce qui en fait un élément majeur de la physique de l'héliosphère dans son ensemble. Notre travail portant sur des observations de la couronne, nous nous intéresserons tout particulièrement au rôle de l'hélium dans la couronne et dans le vent solaire. L'abondance d'hélium est mesurée in situ dans le vent solaire à une unité atronomique (U.A.). La plupart des mesures sont faites dans le plan de l'écliptique et sont donc typiques du vent solaire émergeant des régions équatoriales du Soleil. Cette composante du vent solaire est généralement dominée par le vent lent, très variable, avec des vitesses ne dépassant généralement pas 450 km.s^{-1}. Les mesures faites hors du plan de l'écliptique, en particulier par la sonde ULYSSES, montrent que le vent solaire rapide, avec

des vitesses d'environ 800 km.s^{-1}, est beaucoup plus stable. On sait maintenant que le vent solaire rapide est corrélé avec les trous coronaux, ce qui suggère que celui-ci trouve son origine dans les régions où les lignes de champ magnétique sont ouvertes [6], donc principalement aux pôles du Soleil en période de faible activité. L'abondance d'hélium moyenne mesurée dans le vent solaire est d'environ 4%, mais les valeurs enregistrées sont stables dans le vent solaire rapide alors que dans le vent solaire lent on enregistre d'importantes variations, l'abondance pouvant varier de 0.1% à 30%. L'origine des variations d'abondance dans le vent solaire lent est toujours mal comprise. Des travaux ont montré une correlation entre les faibles abondances et les streamers équatoriaux, et entre les grandes abondances et les éjections de masse coronales (CME, de l'anglais Coronal Mass Ejection). Les mesures hors du plan de l'écliptique obtenues par l'instrument SWICS de la sonde ULYSSES semblent montrer que l'abondance moyenne aux hautes latitudes est comparable à celle des régions équatoriales, et qu'il y a peu ou pas d'augmentation d'abondance associée avec les CME se produisant à des latitudes supérieures à 30°, par opposition avec les augmentations classiquement constatées avec les CME se produisant dans le plan de l'écliptique [2]. Le rôle des éruptions solaires dans les variations d'abondance est lui aussi incertain, les variations observées dépendant du type d'éruption et de l'énergie des particules éjectées [19, 20].

L'abondance moyenne d'hélium mesurée in situ, de l'ordre de 4%, est environ deux fois plus faible que l'abondance déduite pour l'intérieur solaire par les méthodes d'héliosismologie. De même que la grande variablité dans le vent solaire lent, cette différence est toujours mal comprise. Il n'existe en fait pratiquement aucune détermination observationnelle de l'abondance d'hélium dans la couronne permettant de faire le lien entre les valeurs obtenues dans l'intérieur ou dans la photosphère et les valeurs mesurées dans le vent solaire. Or du fait de sa masse quatre fois supérieure à celle de l'hydrogène, l'importance de l'hélium dans le flux d'énergie du vent solaire est évidemment bien plus grande que ce que son abondance a prori relativement faible pourait laisser supposer. En outre, il semble que l'abondance d'hélium dans la couronne puisse en fait être très grande. En effet, sur la base de modèles à trois fluides de l'expansion du vent solaire, plusieurs auteurs ont remarqué que malgré la faible abondance mesurée à 1 U.A., rien n'exclut la possibilité que l'abondance d'hélium soit élevée dans la couronne interne (voir par exemple [16] et [7]). Les abondances calculées avec ces modèles peuvent être très élevées, certains cas donnant même une densité d'hélium supérieure à celle de l'hydrogène. S. R. Habbal et R. Esser ont montré que l'on peut déduire empiriquement les limites de la valeur l'abondance d'hélium dans les trous coronaux en-dessous de 1.5 $R_\odot$ à partir de mesures de la densité et de la température électroniques [13]. Les observations de l'intensité de raies du spectre extrème-ultraviolet donnent ainsi une limite *basse* d'environ 20-30% à 1 $R_\odot$, qui décroît rapidement pour atteindre les valeurs mesurées dans le vent solaire dès 1.06 $R_\odot$. Les observations en lumière blanche donnent quant à elles une limite *haute* de 20%. Bien que difficilement compatibles, ces résulats montrent qu'il est effectivement possible que l'abondance d'hélium soit élevée à la base de la couronne. Indépendament, V. H. Hansteen, E. Leer et T. E. Holzer ont développé des modèles théoriques du système chromosphère-région de transition-couronne-vent solaire dans lesquels l'abondance est déterminée par le couplage par friction entre l'hydrogène et l'hélium dans la chromopshère [14, 15]. Avec une abondance d'hélium fixée à environ 8% dans la chromosphère (c'est à dire la valeur moyenne mesurée pour l'intérieur solaire), leur modèle de référence donne une abondance qui augmente rapidement au-dessus de la surface photoshérique pour atteindre 40% dans la couronne à 1.08 $R_\odot$, puis

qui décroit vers les valeurs de quelques pourcents mesurées dans le vent solaire. En diminuant ou en augmentant d'un facteur 0.67 l'efficacité du couplage entre hydrogène et hélium dans la chromosphère par rapport au modèle de référence, les maximum d'abondance trouvés sont de 20% et 150% respectivement. Dans le cas de fort couplage entre hydrogène et hélium dans la chromosphère, on obtient donc une densité d'hélium supérieure à celle de l'hydrogène.

L'abondance d'hélium est mesurée de façon fiable dans l'intérieur solaire par les méthodes d'héliosismologie. Dans la photosphère, les méthodes spectroscopiques, bien que peu fiables, sont cohérentes avec les valeurs de l'intérieur [17]. Et dans le vent solaire, les mesures in situ donnent des mesures fiables à 1 U.A. Mais comme il n'existe pratiquement pas de mesure de l'abondance d'hélium à des distances intemédiaires, notre connaissance actuelle de l'hélium dans la couronne est essentiellement basée sur des études théoriques. Or nous venons de voir que si ces travaux semblent indiquer que l'abondance de 4% dans le vent solaire n'exclut pas la possibilité d'une abondance élevée dans la couronne (40% ou plus), ils ne permettent en revanche pas d'écarter les valeurs basses. L'intervalle des abondances possibles sétend en fait des valeurs photosphériques de 10% jusqu'à des cas où la densité d'hélium dépasserait celle d'hydrogène. Devant l'ampleur de ces incertitudes, l'étude de l'hélium dans la couronne solaire souffre donc à l'évidence d'un manque de données observationnelles. La présente étude a l'ambition de contribuer à l'apport d'éléments nouveaux dans ce domaine.

1.3 Observations existantes de l'hélium coronal

En dépit de l'intérêt que présente l'étude de l'hélium dans la couronne et dans le vent solaire, il n'existe que peu de travaux observationnels à ce sujet. Les tentatives de mesure de l'abondance d'hélium dans la couronne n'ont jamais donné de résulats satisfaisants [22]. A notre connaissance, la première mesure directe de l'abondance d'hélium dans la couronne a été obtenue avec l'expérience CHASE (Coronal Helium Abundance Experiment) embarquée à bord de Spacelab 2 [23]. Le spectrographe observait simultanément les raies coronales de l'hydrogène neutre à 121.6 nm et de l'He^+ à 30.38 nm. L'intensité de ces deux raies est proportionnelle à la densité d'hydrogène neutre et d'hélium une fois ionisé, et comme elle sont formées de façon similaire par diffusion résonnante du flux chromosphérique, leur rapport fournit l'abondance d'hélium moyennant certaines hypothèses sur l'équilibre d'ionisation coronal. Le problème de l'étalonnage absolu de l'instrument est éliminé en observant dans les deux cas la source chromosphérique (le disque) et la région diffusante (la couronne au-dessus du limbe), ce qui permet d'exprimer l'intensité coronale en unités d'intensité du disque. Les effets secondaires de la température et de la densité électronique étaient évalués en mesurant des rapports d'intensité de raies sensibles à ces grandeurs. L'abondance déduite des observations de CHASE entre 1 et 3 minutes d'arc au-dessus du limbe est de 0.079 ± 0.011 [11, 12]. L'incertitude principale sur cette valeur est due à un niveau de lumière diffusée instrumentale supérieur à ce qui était attendu. Plus récemment, J. C. Raymond et al. [24] ont utilisé les observations à 1.5 $R_\odot$ de l'instrument UVCS embarqué à bord de SOHO pour déterminer l'abondance d'hélium à la base de la couronne. La raie Balmer γ à 108.5 nm l'He^+ utilisée était trop faible dans le spectre pour permettre de déduire une valeur fiable, et seule une limite haute de 0.048 a pu être obtenue. Une hypothèse avancée pour expliquer cette valeur faible est que du fait de sa masse, l'hélium subisse une sédimentation gravitationnelle

par rapport à l'hydrogène. Nous pouvons aussi citer le travail de J. M. Laming et U. Feldman qui avec le spectrographe SUMER embarqué à bord de SOHO ont mesuré le rappport He/O en utilisant la raie à 108.5 nm de l'He^+ pour trouver une abondance d'hélium de 0.089 avec une incertitude d'environ 15% due à l'incertitude sur l'abondance d'oxygène [18].

1.4 L'hélium coronal observé par le télescope EIT

L'instrument EIT (Extreme-ultraviolet Imaging Telescope) embarqué à bord de la sonde solaire SOHO est un télescope conçu pour obtenir des images du disque et de la couronne solaire jusqu'à 2 $R_\odot$ dans quatre intervalles de longueur d'onde du spectre ultraviolet, dont l'un inclus la raie à 30.378 nm de l'ion He^+. Cet instrument offre donc a priori des capacités de diagnostic de l'hélium dans la couronne. Effectivement, un examen rapide des images enregistrées par EIT dans sa bande passante à 30.4 nm révèle la présence au-dessus du limbe chromosphérique d'un halo diffus dont une fraction pourrait être attribué à l'émission de la raie à 30.378 nm de l'He^+. Il peut paraître surprenant qu'une raie de l'He^+ puisse être formée dans la couronne, là où la température supérieure au million de degrés fait que pratiquement tous les atomes d'hélium sont sous forme de particules α. Mais, comme pour le processus de formation de la raie coronale Lyman α de l'hydrogène neutre découvert par A. H. Gabriel [10], l'intensité de la raie chromosphérique à 30.378 nm de l'He^+ est suffisante pour provoquer une émission de fluorescence non négligeable des ions He^+ même si leur densité est faible dans la couronne (environ 1 ion He^+ pour 10^5 atomes d'hélium). Le mécanisme de formation de la raie par fluorescence, ou diffusion résonante, produit une intensité proportionnelle à la densité d'ions He^+ et en conséquence, son observation fournit un diagnostic efficace de la présence d'hélium dans la couronne. Il est certain qu'une partie du signal observé par EIT à 30.4 nm est dû à d'autres raies que celles de l'He^+ elles aussi transmises par la bande passante, mais l'étude préliminaire effectuée par J. P. Delaboudinière [9] semble indiquer que la contribution de ces raies peut être évaluée et qu'une fraction non nulle du signal est effectivement attribuable à la raie de l'He^+. De plus, la décroissance de l'intensité de la raie de l'He^+ au-dessus du limbe doit être en première approximation déterminée par la hauteur d'échelle de la densité électronique. Or les résultats de l'article [9] semblent montrer que si l'intensité de la raie de l'hélium observée par EIT semble bien décroître comme la densité électronique dans les régions équatoriales, elle présente en revanche dans les régions polaires un gradient significativement plus faible que celui correspondant à la décroissance de la densité électronique généralement admise dans les trous coronaux. En admettant qu'après correction des effets instrumentaux, le signal enregistré par EIT à 30.4 nm dans la couronne est bien représentatif de l'intensité de la raie de résonance à 30.378 nm de l'He^+, et si l'intensité de la raie n'est pas maintenue élevée par d'autres processus, ce faible gradient au-dessus des régions polaires peut être interprété comme une accumulation d'ions He^+ dans les trous coronaux. Un tel effet n'ayant pas été mis en évidence dans le cas de l'hydrogène, cette interprétation peut être mise en parallèle avec les résulats théoriques évoqués plus-haut indiquant qu'il est possible que l'abondance d'hélium soit élevée dans la couronne.

1.5 Objectif de notre étude

Notre objectif pour ce travail était de répondre aux questions posées par l'étude préliminaire effectué par J. P. Delaboudinière sur l'observation de la raie de résonance à 30.378 nm de l'ion He^+ avec le télescope EIT. Le premier problème était de s'assurer que le signal observé dans la bande passante à 30.4 nm n'est pas entièrement dû à d'autres raies que celle de l'He^+ ou à des artefacts instrumentaux. Pour ce faire, nous avons effectué une étude approfondie des propriétés de l'instrument, incluant entre autres la détermination de la réponse spatiale du détecteur, de la transmission des bandes passantes et l'estimation du niveau de lumière diffusée instrumentale. Cette analyse des caractéristiques de l'instrument fait l'objet de la deuxième partie de ce mémoire. Elle nous permettra de montrer au cours du chapite 4 qu'une fraction non négligeable du signal enregistré à 30.4 nm est effectivement attribuable à la raie de résonance à 30.378 nm de l'He^+. Une fois ceci établi, il nous fallait examiner si l'anomalie d'intensité mentionnée dans l'article [9] peut ou non être expliquée simplement par le processus de formation naturel de la raie ou par les propriétés physiques des trous coronaux. Dans ce but, nous avons développé un modèle empirique prédictif de l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ dans la couronne en nous basant sur les travaux de A. H. Gabriel sur la raie coronale Lyman α de l'hydrogène neutre [10] et sur l'analyse des données de l'expérience CHASE [11]. La description de ce modèle est l'objet de la troisième partie de ce mémoire. Après avoir discuté dans le premier chapitre de cette troisième partie les problèmes liés à la modélisation des raies de l'hélium, nous développerons les expressions théoriques de l'intensité de la raie de résonance coronale dans le chapitre 2. Ce type de modélisation nécessite de connaître un certain nombre de grandeurs caractéristiques des conditions physiques règnant dans la couronne, comme la température ou la densité électronique. La détermination de ces paramètres, soit en utilisant des résultats déjà existants, soit à partir de nouvelles observations, est décrite dans le chapitre 4. La quatrième partie est consacrée à la comparaison entre les prédictions de notre modèle et les observations de EIT. Nous discuterons finalement les conclusions que l'on peut tirer de cette étude et leurs conséquences possibles sur la compréhension du rôle de l'hélium dans la physique de la couronne solaire.

Bibliographie

[1] Bahcall, J. N. & Pinsonneault, M. H. 1992, *Helium diffusion in the sun*, Astrophys. Journ., 395(2): L119-L122

[2] Barraclough, B. L., Gosling, J. T., McComas, D. J. & Goldstein, B. E. 1995, *Helium abundance variations in the solar wind: Observations from ULYSSES*, Proc. of the International Solar Wind 8 Conference, 73

[3] Basu, S. & Antia, H. M. 1995, *Helium Abundance in the Solar Envelope*, Mont. Not. Roy. Astron. Soc., 276: 1402-1408

[4] Basu, S. 1998, *Effects of Errors in the Solar Radius on Helioseismic Inferences*, Mont. Not. Roy. Astron. Soc., 298: 719-728

[5] Breeveld, E. R., Culhane, J. L., Norman, K., Parkinson, J. H., Gavriel, A. H., Lang, J., Patchett, B. E. & Payne, J 1988, *CHASE Observations of the Solar Corona*, Astro, Lett. And Comm., 27: 155-161

[6] Broussard, R. M., Sheeley, N. R., Tousey, R., Underwood, J. H., *A survey of coronal holes and their solar wind associations throughout sunspot cycle 20*, Sol. Phys., 1978, 56: 161-183

[7] Bürgi, A. & Geiss, J. 1986, *Helium and Minor Ions in the Corona and Solar Wind - Dynamics and Charge States*, Sol. Phys., 103(2): 347-383

[8] Christensen-Dalsgaard, J., Priffitt, C. R. & Thompson, M. J. 1993, *Effects of diffusion on solar models and their oscillation frequencies*, Astrophys. Journ, 403(2): L75-L78

[9] Delaboudinière, J.-P., 1999, *Resonance Scattering of 30.4 nm Chromospheric Radiation by Coronal Singly ionized Helium Observed with EIT*, Sol. Phys., 188(2): 259-275

[10] Gabriel, A. H. 1971, *Measurements of the Lyman Alpha Corona*, Sol. Phys., 21: 393-400

[11] Gabriel, A. H., Culhane, J. L., Patchett, B. E., Breeveld, E. R., Lang, J. & Parkinson, J. H. 1994, *Measurement of the Solar Coronal Helium Abundance*, non publié

[12] Gabriel, A. H., Culhane, J. L., Patchett, B. E., Breeveld, E. R., Lang, J. & Parkinson, J. H. 1995, *Spacelab 2 Measurement of the Solar Coronal Helium Abundance*, Adv. Space Res., COSPAR, 15(7): 63-67

[13] Habbal, S. R. & Esser, R. 1994, *On the Derivation of Empirical Limits on the Helium Abundance in Coronal Holes Below 1.5* $R_\odot$, Astrophys. Journ. Lett., 421: L59-L62

[14] Hansteen, V. H. & Leer, E. 1994, *Coupling of the Coronal Helium Abundance to the Solar Wind* Astrophys. Journ., 428: 843-853

[15] Hansteen, V. H., Leer, E. & Holzer, T. E. *The Role of Helium in the Outer Solar Atmosphere*, Astrophys. Journ., 482: 498-509

[16] Joselyn, J. & Holzer, T. E. 1978, *A steady three-fluid coronal expansion for nonspherical geometries* Journ. Geophys. Res., 83: 1019-1026

[17] Laming, J. M. & Feldman, U. 1994, *The Solar Abundance of Helium Determined from a Redshifted Plasma Flow Over a Sunspot*, Astrophys. Journ., 426: 414-424

[18] Laming, J. M. & Feldman, U. 1999, *Measuring the Solar Helium Abundance in the Outer Corona with Sumer*, Proc. 8th SOHO Workshop, "Plasma Dynamics ans Diagnostics in the Solar Transition Region and Corona", Paris, France, ESA SP-446: 405-410

[19] Mazur, J. E. & Mason, G. M. 1993, *The abundances of Hydrogen, Helium, Oxygen, and Iron accelerated in Large Solar Particle Events*, Astrophys. Journ., 404: 810-817

[20] Meyer, J.-P. 1985, *The Baseline Composition of Solar Energetic Particles*, Astrophys. Journ. Suppl. Ser., 57: 151-171

[21] Olive, K. A., Steigman, G. & Walker, T. P. 1991, *The upper bound to the primordial abundance of helium and the consistency of the hot big bang model*, Astrophys. Journ., 380: L1-L4

[22] Parkinson, J. H., Gabriel, A. H. 1985, *CHASE observations from Spacelab 2 - The CHASE team*, Adv. Space Res., 6(8): 243-251

[23] Patchett, B. E., Norman, K., Gabriel, A. H. & Culhane, J. L. 1981, *The Coronal Helium Abundance Experiment on Spacelab 2*, Space Science Rev., 29: 431-437

[24] Raymond, J. C., Kohl, J. L., Noci, G., Antonucci, E., Tondello, G., Huber, M. C. E., Gardner, L. D., Nicolosi, P., Fineschi, S., Romoli, M., Spadaro, D., Siegmund, O. H. W., Benna, C., Ciaravella, A., Cranmer, S., Giordano, S., Karovska, M., Martin, R., Michels, J., Modigliani, A., Naletto, G., Panasyuk, A., Pernechele, C., Poletto, G., Smith, Peter L., Suleiman, R. M. & Strachan, L. 1997, *Composition of Coronal Streamers from the SOHO Ultraviolet Coronagraph Spectrometer*, Sol. Phys., 175(2): 645-665

[25] Richard, O., Dziembowski, W. A., Sienkiewicz, R. & Goode, R. 1998, *On the Accuracy of Helioseismic Determination of Solar Helium Abundance*, Astron. Astrophys., 338: 756-760

Deuxième partie

Observations de l'hélium coronal avec le télescope EIT

— 1 —

Observer la couronne avec EIT
Difficultés instrumentales

Dans la discussion d'introduction nous avons vu qu'un simple examen superficiel des images obtenues par l'instrument EIT dans sa bande passante à 30.4 nm révèle la présence d'un halo diffus au-dessus du limbe, et nous avons présenté l'hypothèse émise par J. P. Delaboudinière que ce halo soit dû, au moins en partie, à la raie de résonance à 30.378 nm produite par la faible fraction d'ions He^+ subsistant aux températures coronales. Afin de confirmer cette hypothèse, il convient tout d'abord d'effectuer une étude plus détaillée des images enregistrées par EIT dans sa bande passante à 30.4 nm. Ceci implique d'analyser de façon rigoureuse les caractéristiques de EIT afin de pouvoir identifier et corriger les effets instrumentaux susceptibles d'affecter l'évaluation correcte de la raie à 30.378 nm de l'He^+. Ce chapitre s'ouvre donc sur une brève description de l'instrument nécessaire à la compréhension de ses spécificités, puis est consacré à l'identification des effets instrumentaux. Leur élimination, au cours du traitement des images, qui comprend la correction des variations spatiales de la réponse du détecteur, de la lumière diffusée instrumentale et de la contamination de la bande passante par d'autre raies que celle de l'He^+, sera traitée dans les trois chapitres suivants.

1.1 Principe de l'instrument

Nous ne rappellerons ici que les caractéristiques du télescope EIT dont la connaissance est indispensable pour appréhender les problèmes instrumentaux. La description complète de l'instrument et de ses objectifs scientifiques est donnée par J.-P. Delaboudinière et al. [6]. De nombreuses informations complémentaires peuvent être trouvées dans les références correspondantes et sur le site internet de EIT : `http://umbra.nascom.nasa.gov/eit/`.

L'instrument EIT (Extreme-ultraviolet Imaging Telescope) a été conçu pour réaliser des images de la région de transition et de la couronne solaire dans quatre intervalles relativement étroits du spectre ultraviolet lointain centrés sur des raies d'émission intenses. Il fait partie des douze instruments scientifiques composant la charge utile de la sonde SoHO qui a été lancée le 2 décembre 1995 à par une fusée Atlas II-AS depuis le centre spatial Cape Canaveral en Floride ([8] et `http://sohowww.nascom.nasa.gov/`). EIT a vu sa première lumière le 2 janvier 1996 et continue à ce jour de fournir des données. Les images produites par EIT isolent les régions de l'atmosphère solaire portées à la température de formation de l'ion responsable de la majorité du flux dans la bande passante considérée. La table 1.1 donne pour chacune des quatre bandes passantes les longueurs d'ondes des raies observées ainsi que les ions correspondants et leur température de formation caractéristique.

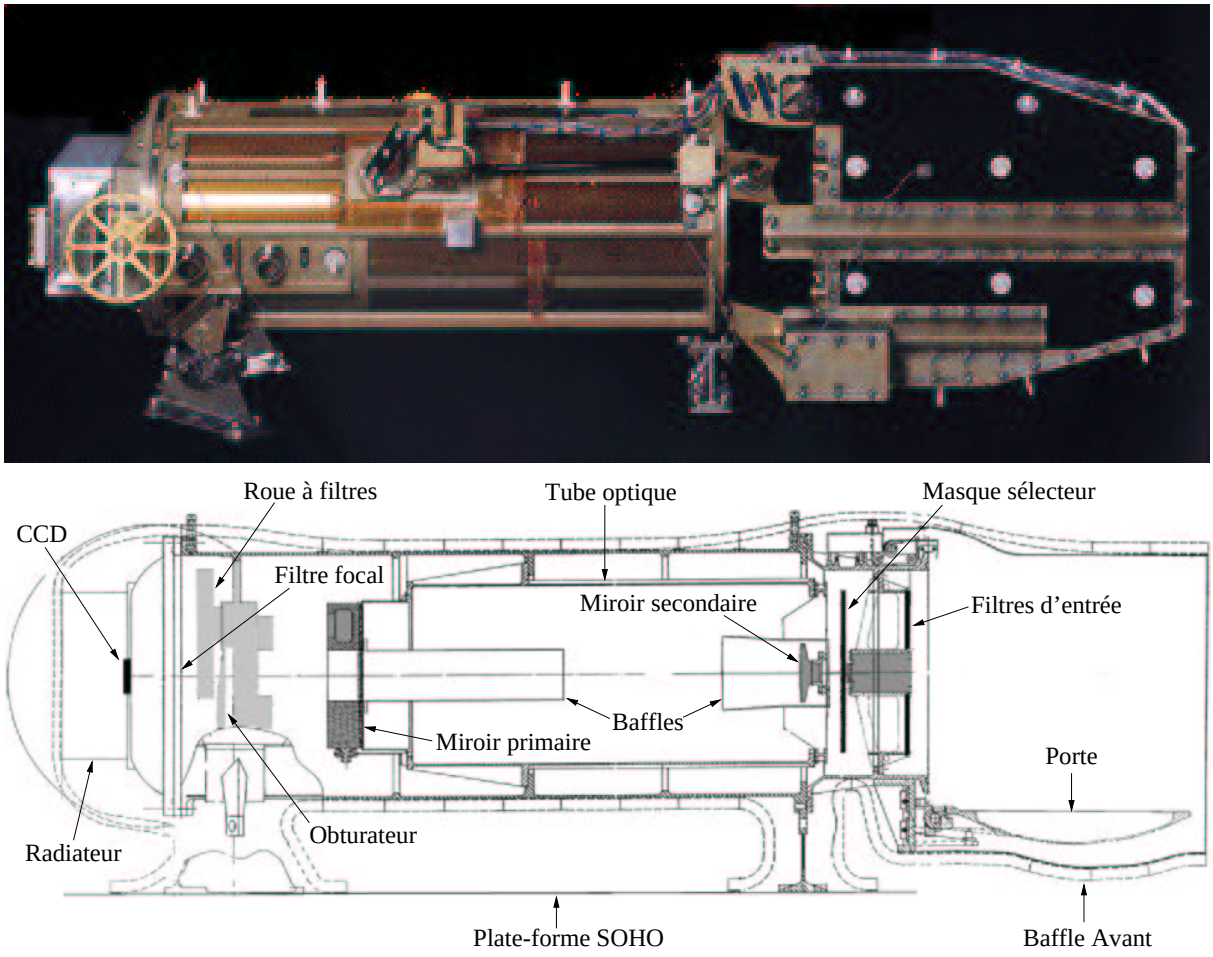

Fig. 1.1 – *L'instrument EIT. Panneau du haut : photographie de l'instrument avant le vol. Panneau du bas : schéma technique sous le même angle de vue montrant l'agencement général des principaux composants.*

Le panneau du haut de la figure 1.1 montre une photographie de EIT prise avant son intégration à bord de SoHO, et le panneau du bas montre, sous la même orientation, une coupe permettant de visualiser l'agencement des principaux éléments. La configuration optique choisie est du type Ritchey-Chretien (miroir primaire et miroir secondaire hyperboliques) et permet d'obtenir, avec une focale résultante de 1652 mm, des images dépourvues d'aberrations dans un champ de vue carré de 45 minutes d'arc de côté. Le détecteur placé au plan focal est une caméra comprenant un CCD aminci éclairé par l'arrière, maintenue à environ -67°C par un radiateur passif exposé à l'espace froid. Les effets négligeables de la diffraction aux courtes longueurs d'ondes auxquelles il travaille ainsi que la précision de forme de ses miroirs garantissent que la résolution spatiale de EIT n'est limitée que par la taille angulaire des pixels de sa caméra, soit 2.62 secondes d'arc de côté [2]. Des filtres composés de couches d'aluminium et de cellulose sont placés sur la pupille d'entrée afin de rejeter le flux visible. Les quatre bandes passantes sont obtenues en recouvrant chacun des quatre quadrant des miroirs primaire et secondaire d'un dépôt de couches multiples interférentielles optimisées pour avoir une réflectivité maximale à une

longueur d'onde précise. Un masque sélecteur placé au niveau de la pupille d'entrée permet de sélectionner chaque bande passante en n'illuminant qu'un seul quadrant à la fois. EIT est donc équivalent à quatre télescopes hors axe parfaitement coalignés ayant quatre réponses spectrales différentes mais exactement les mêmes caractéristiques optiques. Enfin, un filtre d'aluminium fixe chargé de rejeter la lumière blanche est placé juste devant la caméra, et une roue à filtres permet de rajouter des filtres d'aluminium supplémentaires sur le chemin optique. Sans filtre supplémentaire, les temps de pose utilisés sont de l'ordre de 7 secondes à 17.1 nm, 9s à 19.5 nm, 60s à 28.4 nm et 25s à 30.4 nm.

La figure 1.2 donne un exemple des images du Soleil obtenues par EIT dans ses quatre bandes passantes. L'image à 30.4 nm montre principalement le disque chromosphérique dans la raie à 30.378 nm de l'He^+ formée à 50000 K. Au-dessus du limbe, des raies coronales comme celle à 30.332 nm du Si^{10+} contaminent la bande passante et la réponse en température n'est plus unique. Nous verrons au chapitre 4 comment s'affranchir de ce problème. Les bandes passantes à 17.1 nm, 19.5 nm et 28.4 nm sont sensibles à des raies coronales formées à des températures de 1 MK, 1.5 MK et 2 MK respectivement, les images correspondantes permettent donc de sonder différents régimes de température de la couronne. Une description détaillée des caractéristiques des images fournies par EIT est donnée par J. D. Moses et al. [9].

1.2 Le problème de l'étalonnage des images

Notre but est d'obtenir avec EIT des mesures photométriques absolues des émissions de la chromosphère et de la couronne. D'une part parce que la modélisation empirique présentée dans la seconde partie de ce mémoire requiert la connaissance de l'intensité absolue de la raie chromosphérique à 30.378 nm de l'He^+. D'autre part parce que nous voulons tester si l'intensité de la raie de l'He^+ dans la couronne prédite par notre modèle correspond aux observations. Remarquons que nous avons besoin de mesures absolues et non relatives principalement pour appliquer une des méthodes d'analyse de la composition de la bande passante à 30.4 nm utilisées (voir plus loin et la chapitre 4). Comme la raie de résonance à 30.378 nm de l'He^+ est formée dans

Bande passante	Ions	Longueur d'onde	Température de formation
17.1 nm	Fe^{8+}	17.007 nm	6.3×10^5 K
	Fe^{9+}	17.453 nm	9.5×10^5 K
19.5 nm	Fe^{11+}	19.351 nm 19.513 nm 19.663 nm	1.4×10^6 K
28.4 nm	Fe^{14+}	28.413 nm	2.1×10^6 K
30.4 nm	He^+	30.378 nm	5.5×10^4 K
	Si^{10+}	30.332 nm	1.6×10^6 K

Tab. 1.1 – *Les principales raies observées dans les quatre bandes passantes de EIT, avec la température caractéristique de formation des ions correspondants.*

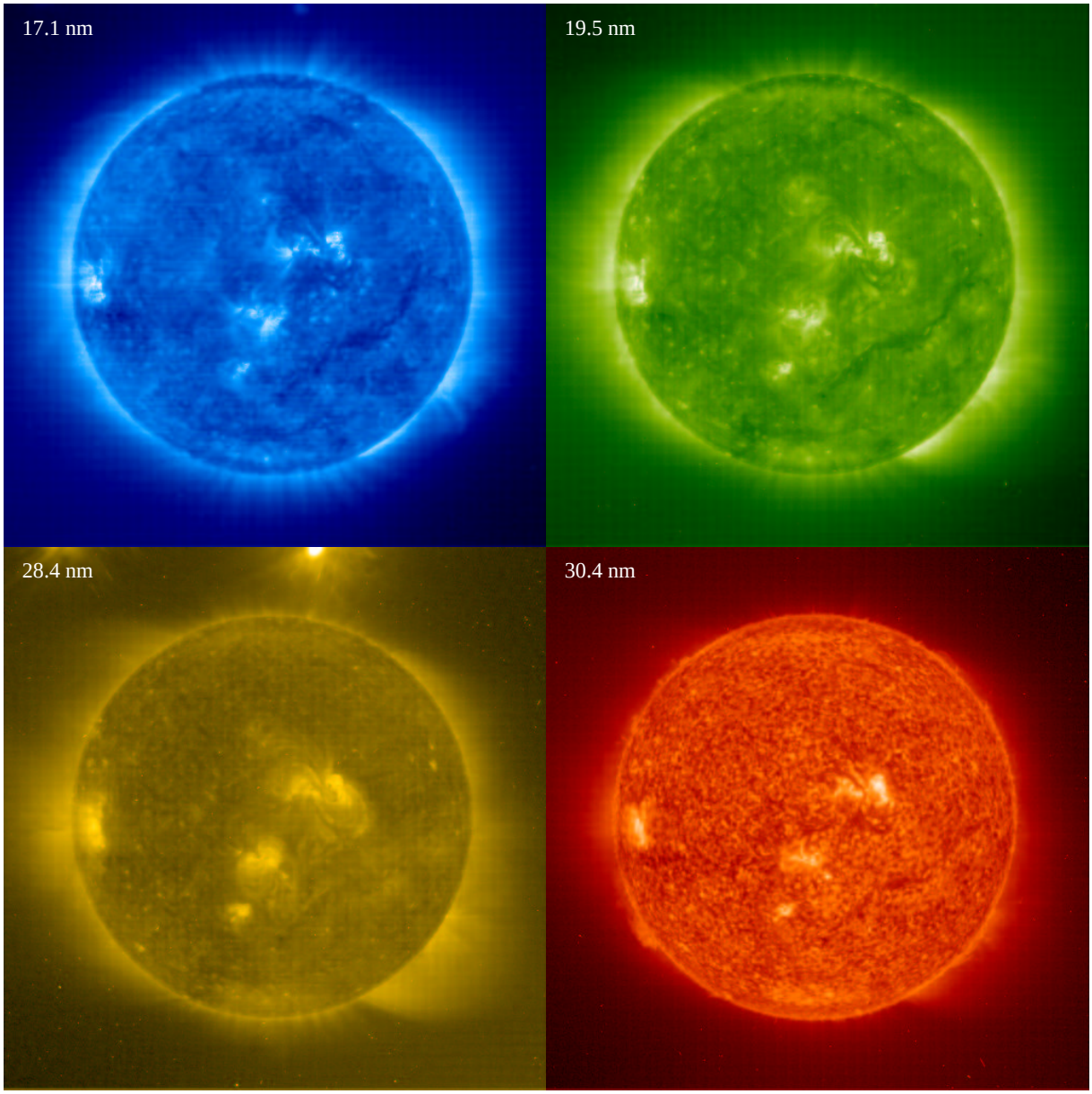

Fig. 1.2 – *Quatre images du Soleil prises par EIT le 18 décembre 1996 dans ses quatre bandes passantes. La bande passante à 30.4 nm est sensible à des températures d'environ 50000 K et montre donc la haute chromosphère ou la région de transition. Les trois autres bandes passantes sont sensibles à des températures bien plus élevées, et montrent les régions de la couronne portées à des température allant de 1 MK pour 17.1 nm à 2 MK pour 28.4 nm. Ces images n'ont subi aucun traitement afin de mettre en évidence plusieurs problèmes d'étalonnage (voir le paragraphe 1.2).*

la couronne principalement par diffusion résonante, son intensité peut s'exprimer en fonction de l'intensité du disque, et des mesures relatives peuvent être suffisantes. Cette propriété était exploitée par l'expérience CHASE de mesure de l'abondance d'hélium dans la couronne [10].

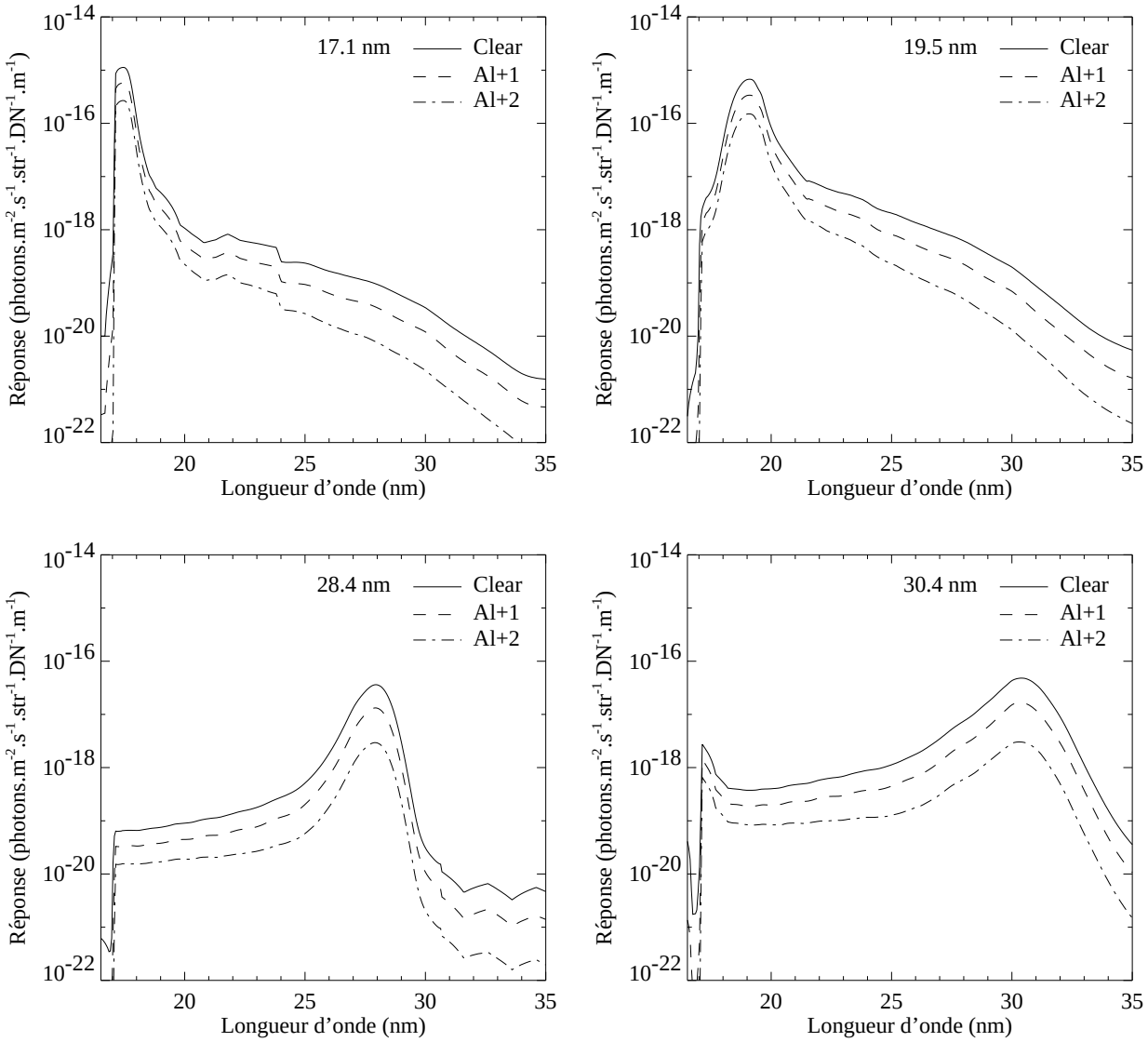

FIG. 1.3 – *La réponse de EIT dans les quatre bandes passantes. La largeur du pic augmente avec la longueur d'onde et est donc la plus grande à 30.4 nm, environ 2 nm. Noter que du fait de la présence du second ordre des couches multiples, la bande passante à 30.4 nm est susceptible de transmettre la raie du* Fe^{9+} *à 17.1 nm qui du fait de son intensité peut être aussi gênante pour les observations de la raie à 30.38 nm de l'*He^{+} *que la raie du* Si^{10+} *à 30.32 nm.*

De nombreuses études détaillées ayant été consacrées à la caractérisation radiométrique de EIT [1, 2, 5, 4, 7, 11], nous ne ferons ici que présenter rapidement les caractéristiques dont la connaissance est nécessaire à la compréhension de notre analyse. Deux aspects particuliers à l'analyse desquels nous apportons une contribution importante sont les variations spatiales de la réponse du détecteur et la lumière diffusée instrumentale. Leur étude est développée en détail dans les deux chapitres suivants.

Le flux incident sur la pupille d'entrée de EIT est successivement filtré par les filtres d'entrée en aluminium et celluloïd, par les couches multiples des miroirs primaire et secondaire, puis par le ou les filtres focaux avant de finalement atteindre la matrice CCD dans laquelle il crée par

effet photoélectrique des charges qui sont collectées et converties en DN (Digital Number) par un convertisseur analogique numérique. La détermination du ou des facteurs permettant d'effectuer l'opération inverse, c'est à dire convertir un nombre de DN en unité physique de flux, s'appelle l'étalonnage photométrique. La majeure partie de l'étalonnage de EIT (transmission des filtres, réflectivité des couches multiples, rendement du détecteur, etc...) a été réalisé avant le vol [11, 7, 5]. Toutefois, certains paramètres, comme le niveau de lumière diffusée instrumentale, n'ont pas pu être déterminés correctement au sol principalement parce qu'il est difficile d'atteindre un niveau de lumière diffusée dans le dispositif de mesure nettement plus faible que celui présent dans l'instrument lui-même. De plus, il a été prouvé que la réponse de l'instrument varie au cours du temps, ce qui fait qu'un partie de l'étalonnage effectué avant le vol est aujourd'hui obsolète. Cette variation est principalement due à la dégradation du rendement de la caméra CCD causée par le flux ultraviolet, mais des étalonnages récents des miroirs témoins suggèrent la possibilité que les réflectivités des couches multiples aient elles-aussi évolué depuis le lancement. C'est pourquoi l'étalonnage de EIT fait toujours l'objet d'un intense effort, que ce soit en utilisant ses seules observations ou en les comparant avec celles d'autres instruments, dont l'instrument CalRoc optiquement identique à EIT et embarqué à bord d'une fusée sonde [3].

1.2.1 Réponse spectrale

La réponse de EIT peut être factorisée en deux composantes : d'une part la réponse spectrale, résultat du produit des transmissions des filtres et des réflectivités des miroirs, et d'autre part la réponse spatiale due aux variations locales de sensibilité de la caméra, et à divers effets optiques comme le vignettage ou la diffusion instrumentale. La réponse spectrale de EIT dans ses quatre bandes passantes en fonction de la longueur d'onde est donnée sur la figure 1.3. Les pics de transmission sont larges de 1 nm à 2 nm et sont centrés sur des longueurs d'onde correspondant à des raies intenses du spectre solaire. Ces bandes passantes, bien qu'étant les plus étroites réalisables à ces longueurs d'onde à l'époque de construction de EIT avec la technologie des couches multiples, sont cependant suffisamment larges pour que plusieurs raies du spectre soient transmises dans une même bande passante. Les images produites par EIT ne sont donc pas monochromatiques, le signal total mesuré résulte de l'intégration du produit du flux incident par ces courbes de réponse. De ce fait, il n'existe pas de correspondance unique entre le nombre de DN enregistré et le flux incident. Pour la bande passante à 30.4 nm par exemple, un flux donné à 30.378 nm produit le même nombre de DN qu'un flux cent fois plus important à 19.5 nm. Cette caractéristique rend l'exploitation photométrique des données de EIT délicate car elle impose de faire des suppositions sur la composition en longueur d'onde du spectre solaire. C'est ce que nous ferons au paragraphe 4.4 pour calculer l'intensité de la raie chromosphérique à 30.378 nm de l'He^+. Nous avons supposerons, sur la base d'observations spectroscopiques indépendantes, que sur le disque, la majeure partie du flux est dû à la raie de l'He^+, auquel cas il existe une correspondance unique entre le nombre de DN mesuré et le flux incident. Si d'autres raies contribuaient elles-aussi de façon significative au signal enregistré sur le disque, cette correspondance n'existerait pas et il serait impossible de déterminer l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ dans la chromosphère.

Ce problème se présente de nouveau de façon cruciale pour la question qui nous intéresse ici - la mesure de l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ dans la couronne - car alors

nous ne pouvons plus supposer que celle-ci est la composante principale du signal enregistré. En effet, plusieurs raies coronales contribuent au flux transmis par la bande passante à 30.4 nm : entre autres la raie à 30.332 nm du Si^{10+}, et la raie à 28.4 nm du Fe^{14+} lorsqu'elle est assez intense. Des mesures récentes de la transmission des couches multiples des miroirs témoins ont par ailleurs montré que la bande passante à 30.4 nm a un second ordre vers 17 nm (voir la figure 1.3) dont l'amplitude est probablement suffisamment importante pour que des raies du Fe^{8+} ou du Fe^{9+} représentent elles-aussi une source significative de contamination. Les mesures spectroscopiques montrent que la contribution de toutes ces raies coronales sur le disque est effectivement négligeable, mais leur intensité au-dessus du limbe est telle qu'elles peuvent représenter une fraction importante, voire la majorité, du signal total enregistré. Comme nous le verrons au cours du chapitre 4, ce problème peut être résolu soit par une méthode simple au prix de certaines hypothèses fortes sur la composition du flux incident, soit par une méthode plus élaborée d'analyse par DEM qui requiert un étalonnage précis des bandes passantes.

1.2.2 Réponse spatiale

La réponse de EIT n'est pas uniforme, mais varie en fonction de la position dans le champ de vision. Il convient donc de corriger ces variations avant de convertir en unités de flux à l'aide des courbes d'étalonnage de la figure 1.3 le nombre de DN mesuré en chaque pixel. Les variations spatiales de la réponse sont dues à deux problèmes distincts, d'une part les variations dues à des effets optiques dans le télescope comme le vignettage ou la diffusion instrumentale, et d'autre part les variations de réponse de la caméra CCD d'un pixel à l'autre.

Afin de mettre en évidence les problèmes liés aux variations spatiales de sensibilité de EIT, nous n'avons appliqué aucun traitement correctif aux images de la figure 1.2. Dans les quatre bandes passantes, les images montrent une modulation périodique, d'environ 1 minute d'arc de période, formant un "grille" brillante dans tout le champ de vision. Cette modulation est due à l'ombre projetée de la grille métallique supportant les filtres d'aluminium situés près du plan focal. Cette modulation peut être relativement aisément modélisée et soustraite des images [5]. Des fuites de lumière blanche dues à des déchirures dans le filtre en aluminium situé devant le plan focal, probablement produites par les vibrations durant le lancement, créent deux taches brillantes sur le bord Nord des images à 28.4 nm ainsi qu'une tache très faible et diffuse mais plus large dans tout le coin Sud-Ouest. Un artefact similaire mais de dimensions plus petites est aussi présent sur le bord Nord des images à 17.1 nm. En rajoutant un filtre en aluminium sur le chemin optique, on supprime complètement tous ces artefacts, sauf celui du coin Sud-Ouest des images à 28.4 nm. Comme cet artefact semble varier dans le temps, il n'est pas correctement étalonné et représente donc une gêne certaine pour effectuer des mesures quantitatives dans la région affectée. L'examen attentif des images de la figure 1.2 révèle un asymétrie des isophotes de la couronne. L'intensité observée dans les coins Sud-Ouest et Nord-Est des images à 17.1 nm et 19.5 nm est systématiquement plus faible que dans les coins Nord-Ouest et Sud-Est, l'effet étant inversé à 28.4 nm et 30.4 nm. La fonction de vignettage du champ de vue a été calculée par des programmes de tracé de rayons (ray-tracing) et n'explique que quelques pourcents de cet effet. La majeure partie est due, comme nous le verrons au chapitre 3, à la lumière diffusée instrumentale, et plus précisément à l'asymétrie de la PSF (Point Spread Function) de EIT. Les variations d'intensité induites par la lumière diffusée instrumentale atteignant un facteur 2, il

est essentiel d'en avoir une correction pour obtenir des mesures photométriques fiables.

La réponse du capteur CCD de EIT n'est pas uniforme, non seulement parceque le procédé de fabrication ne garantit pas un rendement initial absolument identique pour tous les pixels, mais surtout à cause la dégradation du rendement quantique à cause de l'exposition au flux ultraviolet. Étant fonction du flux ultraviolet total reçu par chaque pixel, la dégradation du détecteur augmente avec le temps et n'est pas uniforme, elle est plus importante au niveau des régions les plus intenses des images. C'est ce qui produit l'anneau sombre visible sur les images de la figure 1.2 juste en-dessous du limbe. Des réchauffages du CCD sont effectués régulièrement pour récupérer une partie du rendement d'origine, mais ils ne suffisent pas à compenser la dégradation à long terme. Le rendement pouvant chuter en certains endroits du détecteur à moins de 10% de sa valeur nominale, il est clair qu'il est impossible d'effectuer des mesures photométriques propres sans disposer d'une correction de la dégradation. Nous verrons au chapitre suivant comment déterminer la réponse du CCD de EIT.

1.2.3 Variations temporelles

Nous avons mentionné au début de la section 1.2 que la réponse spatiale de EIT varie au cours du temps et que sa réponse spectrale n'est peut-être elle non plus pas absolument stable. Nous supposerons que la réponse spectrale de EIT est celle donnée par le courbes de la figure 1.3 et correspondant aux étalonnages effectué avant le vol. En effet, la variation temporelle des bandes passantes des miroirs de rechange récemment mise en évidence est probablement due à la dégradation des couches multiples par fixation d'oxygène, et a peu de chances de se produire dans l'espace. La technique présentée au chapitre suivant pour déterminer les variations spatiales du rendement du détecteur est actuellement la meilleure disponible, mais présente certaines limitations. En particulier, pour des raisons que nous développerons alors, nous ne pouvons pas, ou difficilement, corriger des images obtenues après janvier 1999. Si il est peu probable que la PSF de EIT elle-même varie au cours du temps, en revanche le niveau de lumière diffusée dans les images varie car il dépend de la source de lumière. Une image de la couronne montrant une région active très intense aura donc, au moins localement, un niveau de lumière diffusée plus important qu'une image de Soleil calme. Or la méthode que nous avons développée pour retirer la lumière diffusée n'est rigoureusement correcte que pour des images de Soleil calme et les résultats pour des images prises en période d'activité sont donc incertains. Compte tenu des limitations de l'étalonnage actuellement disponible, nous avons restreint notre analyse à des périodes des Soleil calme pour lesquelles nous pensons pouvoir obtenir des corrections fiables.

Bibliographie

[1] Auchère, F., Hassler, D. M., Slater, D. C. & Woods, T. N. 2000, *SwRI/LASP Sounding Rocket Inter-calibration with the EIT Instrument on board SOHO*, Sol. Phys., accepté, à paraître

[2] Auchère, F., DeForest, C. E. & Artzner, G. 2000, *In-Flight Determination of the Plate Scale of the Extreme-ultraviolet Imaging Telescope*, Astrophys. Journ. Lett., 529: L115-L117

[3] Defise, J.-M., Moses, J. D. & Clette, F. *In-orbit Performances of the EIT Instrument on board SOHO and Intercalibration with the EIT Calroc Sounding Rocket Program*, Missions to the Sun II, Clarence M. & Korendyke, Ed., Proc. SPIE, 3442: 126-139

[4] Defise, J.-M., Clette, F. & Auchère, F. 1999, *In-flight Characterization and Compensation of the Optical Properties of the EIT Instrument*, EUV, X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy X, Siegmund, O. H. & Flanagan, K. A., Ed., Proc. SPIE, 3765: 341-350

[5] Defise, J.-M., 1999, *Analyse des Performances Instrumentales du Télescope Spatial EIT*, Thèse de doctorat, Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées

[6] Delaboudinière, J.-P., Artzner, G. E., Brunaud, J., Gabriel, A. H., Hochedez, J. F., Millier, F., Song, X. Y., Au, B., Dere, K. P., Howard, R. A., Kreplin, R., Michels, D. J., Moses, J. D., Defise, J. M., Jamar, C., Rochus, P., Chauvineau, J. P., Marioge, J. P., Catura, R. C., Lemen, J. R., Shing, L., Stern, R. A., Gurman, J. B., Neupert, W. M., Maucherat, A., Clette, F., Cugnon, P., Van Dessel, E. L., 1995, *EIT: Extreme-ultraviolet Imaging Telescope for the SoHO mission*, Sol. Phys., 162, 291-312

[7] Dere, K. P., Moses, J. D., Delaboudinière, J.-P., Brunaud, J., Carabetian, C., Hochedez, J.-F., Song, X. Y., Catura, R. C., Clette, F. & Defise, J.-M. 2000, *The Preflight Photometric Calibration of the Extreme-ultraviolet Imaging Telescope EIT*, Sol. Phys., 195: 13-44

[8] Domingo, V., Fleck, B. & Poland, A. I. 1995, *The SOHO Mission: an Overview*, Sol. Phys., 162: 1-37

[9] Moses, D., Clette, F., Delaboudinière, J.-P., Artzner, G. E., Bougnet, M., Brunaud, J., Carabetian, C., Gabriel, A. H., Hochedez, J. F., Millier, F., Song, X. Y., Au, B., Dere, K. P., Howard, R. A., Kreplin, R., Michels, D. J., Defise, J. M., Jamar, C., Rochus, P., Chauvineau, J. P., Marioge, J. P., Catura, R. C., Lemen, J. R., Shing, L., Stern, R. A., Gurman, J. B., Neupert, W. M., Newmark, J., Thompson, B., Maucherat, A., Portier-Fozzani, F., Berghmans, D., Cugnon, P., van Dessel, E. L., Gabryl, J. R. 1997, *EIT Observations of the Extreme ultraviolet Sun* Sol. Phys., 175: 571-599

[10] Patchett, B. E., Norman, K., Gabriel, A. H. & Culhane, J. L. 1981, *The Coronal Helium Abundance Experiment on Spacelab 2*, Space Science Rev., 29: 431-437

[11] Song, X. Y. 1995, *Caractérisation et Etalonnage Radiométrique du Télescope Solaire "EIT" à l'aide du Rayonnement Synchrotron (entre 10 et 100 nm)*, Thèse de doctorat, Université Paris-Sud

— 2 —

Détermination en vol des variations spatiales de la réponse du détecteur de EIT

La réponse de la caméra CCD de EIT a été étalonnée avant le vol [3]. Mais on constate une dégradation sévère de la réponse du détecteur qui rend cet étalonnage périmé. D'une part, le CCD est la partie la plus froide de l'instrument, et la vapeur d'eau résiduelle piégée dans l'enceinte du télescope a tendance à y former une couche de glace qui absorbe les longueurs d'onde ultraviolettes. D'autre part, le rendement quantique du CCD (quantum efficiency, ou QE) se dégrade au fur et à mesure de l'accumulation de flux ultraviolet [3]. La figure 2.1 montre le nombre total de DN enregistrés dans les images prises par EIT à 30.4 nm en fonction du temps, normalisé à la réponse de février 1996. Les portions décroissantes traduisent la dégradation exponentielle du CCD au fur et à mesure que l'épaisseur de la couche de glace et le flux ultraviolet cumulé reçu augmentent. Les augmentations brusques de la réponse sont causées par les "réchauffages" du CCD effectués régulièrement pour récupérer une portion de la sensibilité d'origine. Les réchauffages ne peuvent pas être suffisamment longs ni suffisamment fréquents pour compenser la dégradation rapide du CCD. La dégradation étant fonction du flux reçu, elle n'est pas uniforme sur tout le détecteur. EIT est équipé d'une lampe à incandescence d'étalonnage qui permet de déterminer la réponse du détecteur en lumière blanche. Mais la relation entre la réponse du détecteur en lumière blanche et la réponse aux longueurs d'onde ultraviolettes est mal connue.

L'algorithme proposé par J. R. Kuhn et al. [4] est une méthode élégante pour obtenir une carte de la réponse d'un détecteur. On montre qu'il est possible de reconstruire une carte de réponse à partir d'un ensemble d'une dizaine d'images d'un même objet légèrement translatées les unes par rapport aux autres. La seule restriction de cette méthode est qu'elle ne permet pas d'obtenir une détermination absolue, mais uniquement les variations de la réponse du détecteur. Les écarts entre les images individuelles doivent être choisis habilement afin de garantir la convergence rapide de l'algorithme. Premièrement, les vecteurs de déplacement ne doivent pas être colinéaires si l'on veut obtenir les variations de la réponse en x et y. Deuxièmement, les écarts entre les images ne doivent pas avoir de multiples communs car sinon des pixels adjacents ne peuvent pas être connectés par les itérations de l'algorithme.

2.1 Exploitation de l'ESR du 4 mars 1998

Le 24 juin 1998, les opérateurs du Goddard Space Flight Center ont perdu le contrôle de SOHO. Au cours d'une manœuvre de maintenance, la sonde s'est dépointée du Soleil et s'est automatiquement mise en mode dit "Emergency Sun Reacquisition" (ESR). A cause d'erreurs

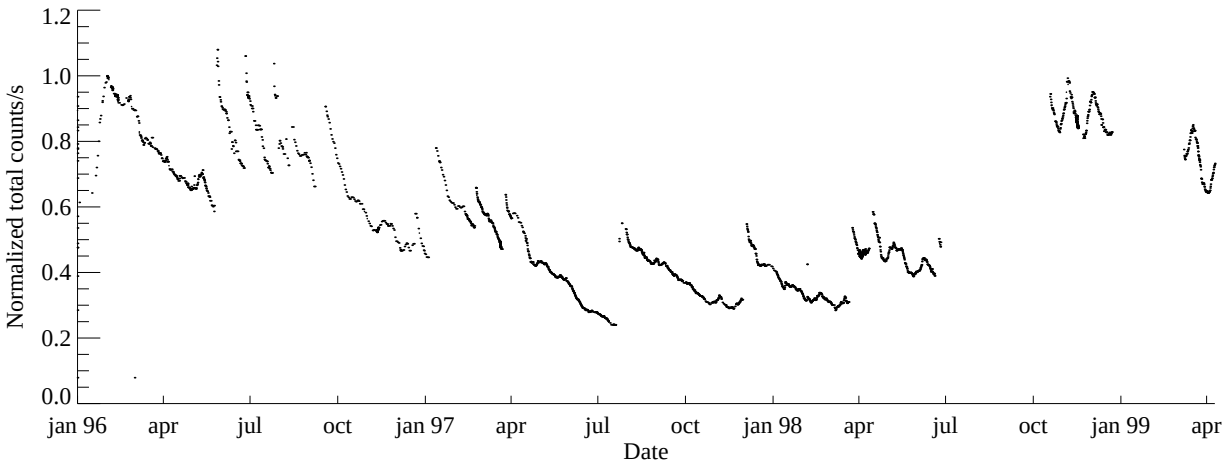

Fig. 2.1 – *Nombre de DN total enregistré dans les images prises par EIT dans sa bande passante à 30.4 nm en fonction du temps, normalisé à la réponse de février 1996. Entre deux réchauffages du détecteur, la réponse globale décroît rapidement.*

de programmations, SOHO n'a pas pu se repointer correctement et quelques minutes plus tard, le contact était perdu. Il a fallu attendre le 13 octobre pour que SOHO soit finalement secouru avec le succès que l'on sait. Durant les quelques minutes précédant la perte de contact, dans la phase d'ESR, EIT a continué a prendre des images alors que SOHO n'était plus stabilisé. Du fait des mouvement désordonnés du satellite, certaines des images obtenues sont bougées. Nous avons sélectionné les 9 plus nettes des images obtenues. Nous disposons ainsi d'un ensemble d'images translatées les unes par rapport aux autres avec des écarts aléatoires, ce qui permet l'utilisation de l'algorithme de J. R. Kuhn. On remarque sur la figure 2.2 que le déplacement de l'image du Soleil dans le champ met nettement en évidence la présence d'un anneau sombre. Comme cet anneau est fixe par rapport au détecteur, il est une manifestation de la dégradation du CCD. Une des conditions pour cet algorithme itératif converge est que l'objet observé ne varie pas entre chaque prise de vue. Dans notre cas, cette hypothèse ne peut évidemment pas être parfaitement vérifiée, mais la cadence de prise de vues d'environ 1m 40s est suffisante pour que la rotation solaire ne soit pas visible d'une image à l'autre, et l'écart temporel maximal entre deux images est de 12 minutes seulement. Comme nous l'avons déjà mentionné, cet algorithme ne permet pas de déterminer la valeur absolue de la réponse du détecteur, mais uniquement ses variations. Nous avons donc normalisé la carte de réponse obtenue en supposant que la dégradation est nulle dans les coins de l'image, là où le flux total reçu est le plus faible. Le résultat final après 20 itérations de l'algorithme et normalisation est présenté sur le panneau de droite de la figure 2.3. Le panneau de gauche montre la carte de réponse obtenue avant le vol. Les niveaux de visualisation étant identiques dans les deux cas, il est évident que la réponse du détecteur mesurée le 24 juin 1998 est fondamentalement différente de ce qu'elle était avant le vol. On constate que les fins détails de la carte de réponse d'origine, tels les griffures ou les piqûres, sont toujours présents, mais leur contraste est augmenté. La dégradation étant fonction du flux total, cette carte reproduit en quelque sorte en négatif une image moyenne du Soleil. La réponse est environ moitié de sa valeur nominal sur le disque, et peut chuter jusqu'à 10% au niveau du limbe. L'aspect général de cette carte est cohérent avec celles obtenues par comparaison avec les observations d'autres instruments [1, 2]. Cette carte de réponse du détecteur de EIT est la

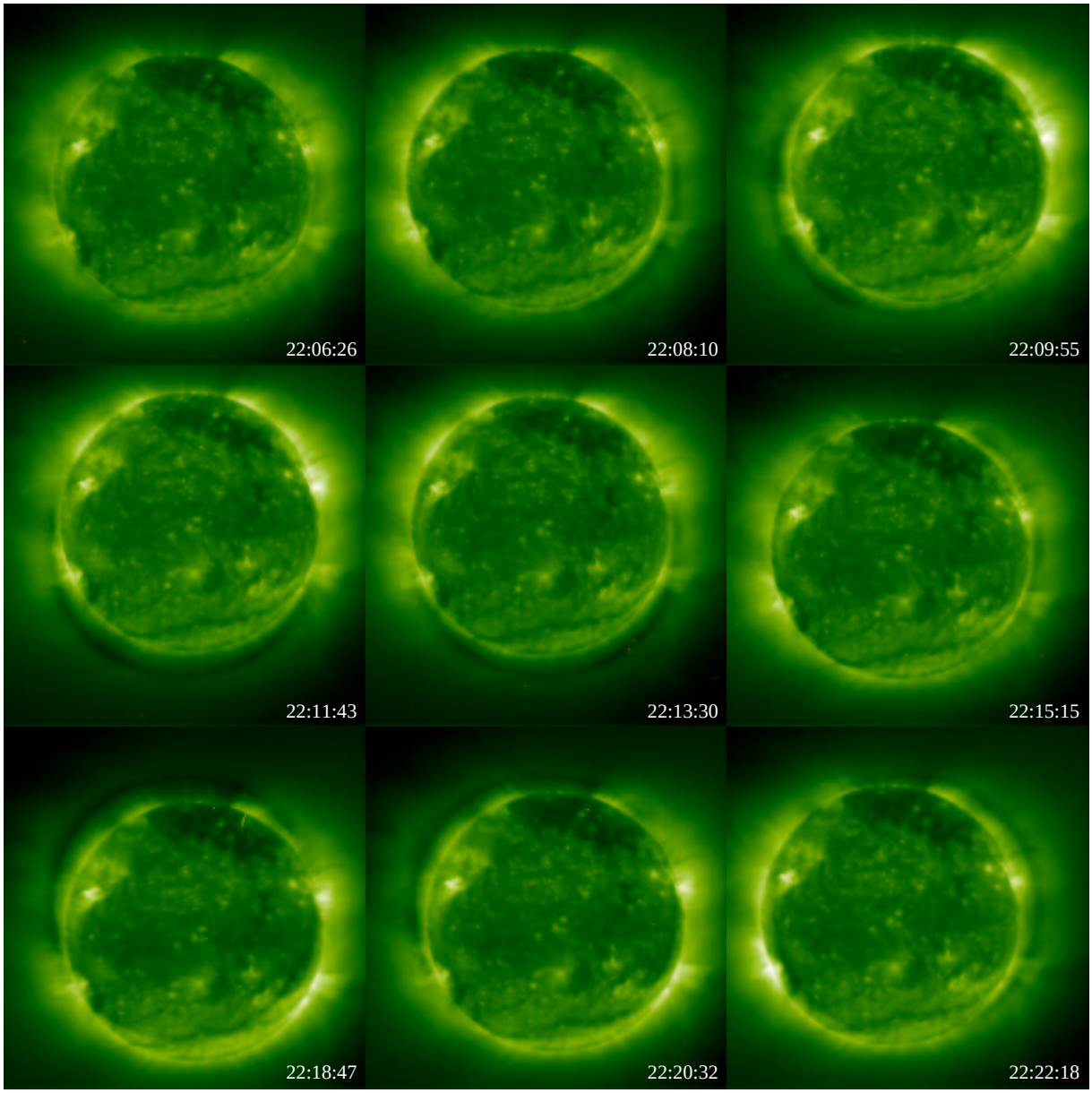

FIG. 2.2 – *Le jeu de données obtenue durant l'ESR du 24 juin 1996. Le déplacement de l'image du Soleil permet de distinguer nettement un anneau sombre fixe qui est une signature de la dégradation du détecteur de EIT.*

meilleure disponible à l'heure actuelle.

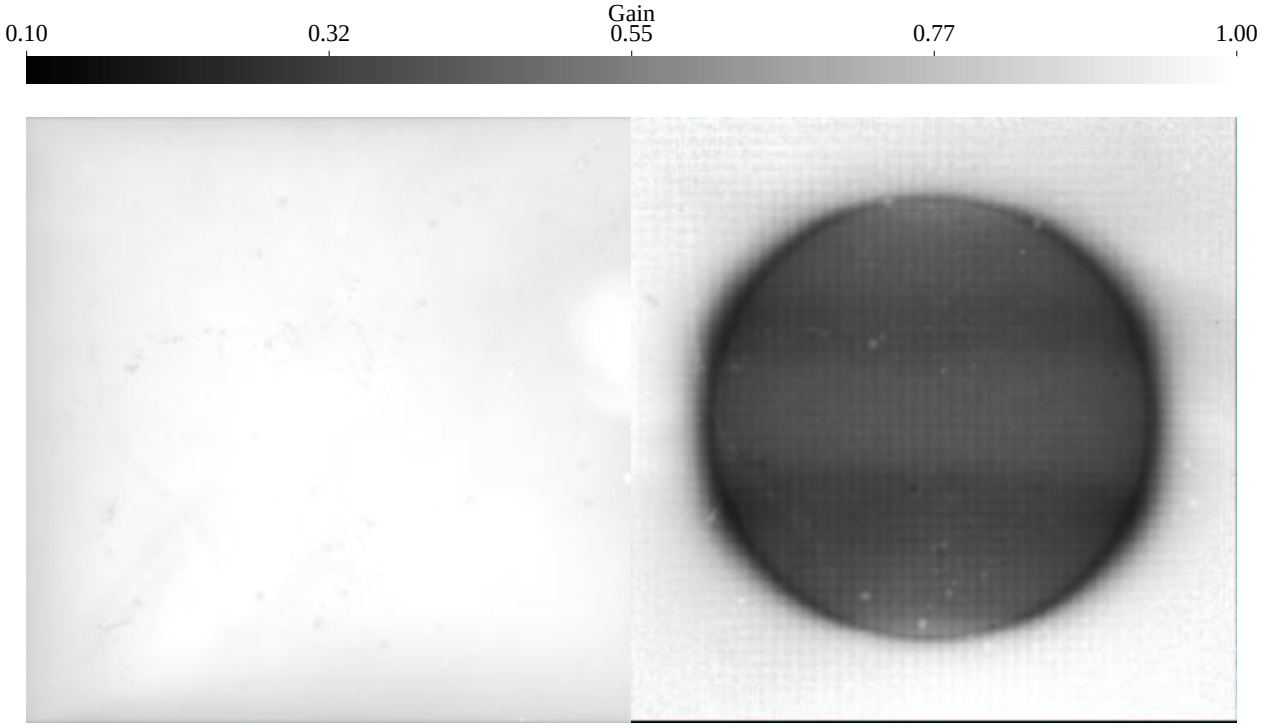

Fig. 2.3 – *Image de gauche : réponse du détecteur de EIT avant le vol. Image de droite : réponse du détecteur obtenue le 24 juin 1998. La dégradation est faible au-dessus du limbe, mais la réponse sur le disque est diminuée de moitié par rapport à la réponse d'origine.*

Bibliographie

[1] Auchère, F., Hassler, D. M., Slater, D. C. & Woods, T. N., 2000, *SwRI/LASP sounding rocket inter-calibration with the EIT instrument on board SOHO*, Sol. Phys., accepted, to be published

[2] Defise, J.-M., Moses, J. D. & Clette, F. *In-orbit Performances of the EIT Instrument on board SOHO and Intercalibration with the EIT Calroc Sounding Rocket Program*, Missions to the Sun II, Clarence M. & Korendyke, Ed., Proc. SPIE, 3442: 126-139

[3] Defise, J.-M., 1999, *Analyse des Performances Instrumentales du Télescope Spatial EIT*, Thèse de doctorat, Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées

[4] Kuhn, J. R., Lin, H., Loranz, D., Gain calibrating non uniform image-array data using only the image data, Publ. Astron. Soc. Jap., 1991, 103, 1097-1108

— 3 —

Détermination du niveau de lumière diffusée instrumentale dans les images obtenues par EIT

3.1 Le problème de la lumière diffusée instrumentale

L'IMAGE D'UNE SOURCE DE LUMIÈRE PONCTUELLE située à l'infini formée au foyer d'un télescope n'est pas un point mais une tache. Ceci est dû d'une part à la diffraction du front d'onde incident par les pièces mécaniques situés sur le trajet optique (pupille d'entrée, grilles porte-filtres), et d'autre part à la diffusion du faisceau causée par la rugosité des miroirs primaire et secondaire. La tache image d'une source ponctuelle est appelée réponse impulsionnelle ou fonction d'étalement de point ou encore PSF (abréviation du terme anglais Point Spread Function) . Une source de lumière complexe (comme la couronne solaire) pouvant être décomposée, selon le principe de Huygens, en une infinité de points sources, son image à travers un télescope est la somme des taches images de chacun de ces points source. Mathématiquement, l'image observée résulte donc du produit de convolution de la PSF par l'image de la source telle qu'elle serait obtenue avec un télescope idéal ayant une PSF assimilable à une fonction δ. En appelant $Im(x,y)$ l'intensité observée et $I_v(x,y)$ l'intensité vraie, on a :

$$I_m(x,y) = I_v(x,y) * PSF(x,y) \tag{3.1}$$

La convolution avec la PSF provoque une contamination mutuelle des flux issus de différentes régions de la source, avec pour effet une baisse du contraste de l'image, les régions sombres apparaissant plus lumineuses qu'elles ne le sont réellement, et inversement. C'est cet effet que nous nous proposons d'évaluer et de corriger. En théorie, si l'on connaît la PSF, alors il est possible d'inverser l'équation 3.1, c'est à dire de déconvoluer l'image enregistrée pour obtenir l'image vraie. En pratique, les algorithmes de déconvolution existants ne garantissent pas toujours l'unicité de la solution.

Le niveau de lumière diffusée dans les images produites par EIT a déjà fait l'objet de plusieurs études (voir par exemple [4] et [2]), mais s'est révélé très délicat à évaluer. Deux types de mesures on été effectuées en laboratoire avant le vol. Le premières utilisent un interféromètre ZYGO pour mesurer l'erreur de front d'onde issu de l'instrument complet, la transformée de Fourier des cartes d'erreur obtenues donnant la PSF [4]. Mais du fait de l'échantillonnage choisi lors des mesures, cette technique n'a fourni une mesure de la PSF que sur environ les 10 premières secondes d'arc autour du pic central. Or par exemple dans le cas des images à 30.4 nm de EIT pour lesquelles la majorité de la lumière diffusée provient du disque chromosphérique, la lumière diffusée présente en bord de champ provenant du limbe est causée par les ailes de la PSF à plus de 300 secondes d'arc du pic. L'évaluation des ailes de la PSF a été tentée en laboratoire,

mais a été perturbée par le niveau de lumière diffusée intrinsèque des installations de mesure elles-mêmes. Nous présentons dans ce chapitre les méthodes utilisées pour déterminer les ailes de la PSF à grande distance de son pic central et le niveau de lumière diffusée dans tout le champ de EIT.

Nous ne discuterons pas ici des causes physiques de la lumière diffusée instrumentale, elles ne seront évoquées que pour interpréter certaines caractéristiques de la PSF. Nous nous concentrerons uniquement sur les méthodes de caractérisation de la lumière diffusée et sur sa suppression des images enregistrées par EIT. Deux approches seront développées dans ce sens. La première, décrite dans le paragraphe 3.3, consiste à déterminer la PSF, car sa connaissance permet de déconvoluer les images . La deuxième, décrite dans les paragraphes 3.4 et suivants, consiste à mesurer directement le niveau de lumière diffusée dans les images. Les premières estimations directes du niveau de lumière diffusée dans EIT ont été obtenues en comparant les observations de EIT et d'un instrument similaire sensé avoir un niveau de lumière diffusée plus faible [2]. Mais les mesures les plus fiables résultent de la combinaison de deux types d'observations. Premièrement, nous verrons au paragraphe 3.4 comment les observations effectuées lors de la rotation de SOHO du 20 mars 1997 ont permis des mesures relatives du niveau de lumière diffusée. Deuxièmement, nous expliquerons au paragraphe 3.5 comment l'observation du passage de Mercure devant la couronne solaire le 15 novembre 1999 nous a fourni un étalon pour transformer ces mesures relatives en mesures absolues. Avant toute chose, nous allons montrer dans le paragraphe suivant que les effets de la lumière diffusée instrumentale sur les images enregistrées par EIT sont effectivement importants et aisément détectables, et qu'il est donc bien nécessaire d'en avoir une caractérisation si l'on veut effectuer des observations quantitatives fiables avec EIT.

3.2 Effets notables de la lumière diffusée sur les images

3.2.1 Observations d'éruptions intenses

Un effet évident de la lumière diffusée instrumentale apparaît lorsqu'une éruption intense est enregistrée par EIT. Une image d'une des éruptions les plus intenses observées à ce jour par EIT a été enregistrée le 6 novembre 1997 à 12h 01m 20s T.U. Afin d'isoler le signal lié à l'éruption, l'image de la figure 3.2 a été obtenue en effectuant la différence entre l'image prise au moment de l'éruption et l'image précédente, en compensant la rotation du disque solaire d'une image à l'autre afin de diminuer le bruit au maximum. La région la plus intense de l'éruption a saturé le CCD, ce qui a provoqué le blooming (diffusion des électrons d'un pixel à l'autre) responsable de la barre blanche horizontale. Les structures visibles sont dues à l'évolution de la couronne solaire entre les deux images d'origine. En particulier, le début d'une éjection de masse coronale visible sur l'image prise durant l'éruption forme la large plage sombre au nord de l'éruption. Cependant, on remarque autour de la zône de l'éruption un halo diffus s'étendant dans pratiquement la moitié du champ. Ce halo présente une asymétrie de révolution. Il est plus intense dans la direction Sud-Est/Nord-Ouest que dans la direction Nord-Est/Sud-Ouest. Il se pourrait que ce halo soit lié physiquement à l'éruption, mais il est plus probablement la manifestation de la lumière diffusée instrumentale. En effet, une telle éruption se produit dans une région de dimensions relativement réduites. La partie la plus intense de l'éruption de la figure 3.2 couvre une région à peu près circulaire d'environ 4 pixels de rayon seulement qui

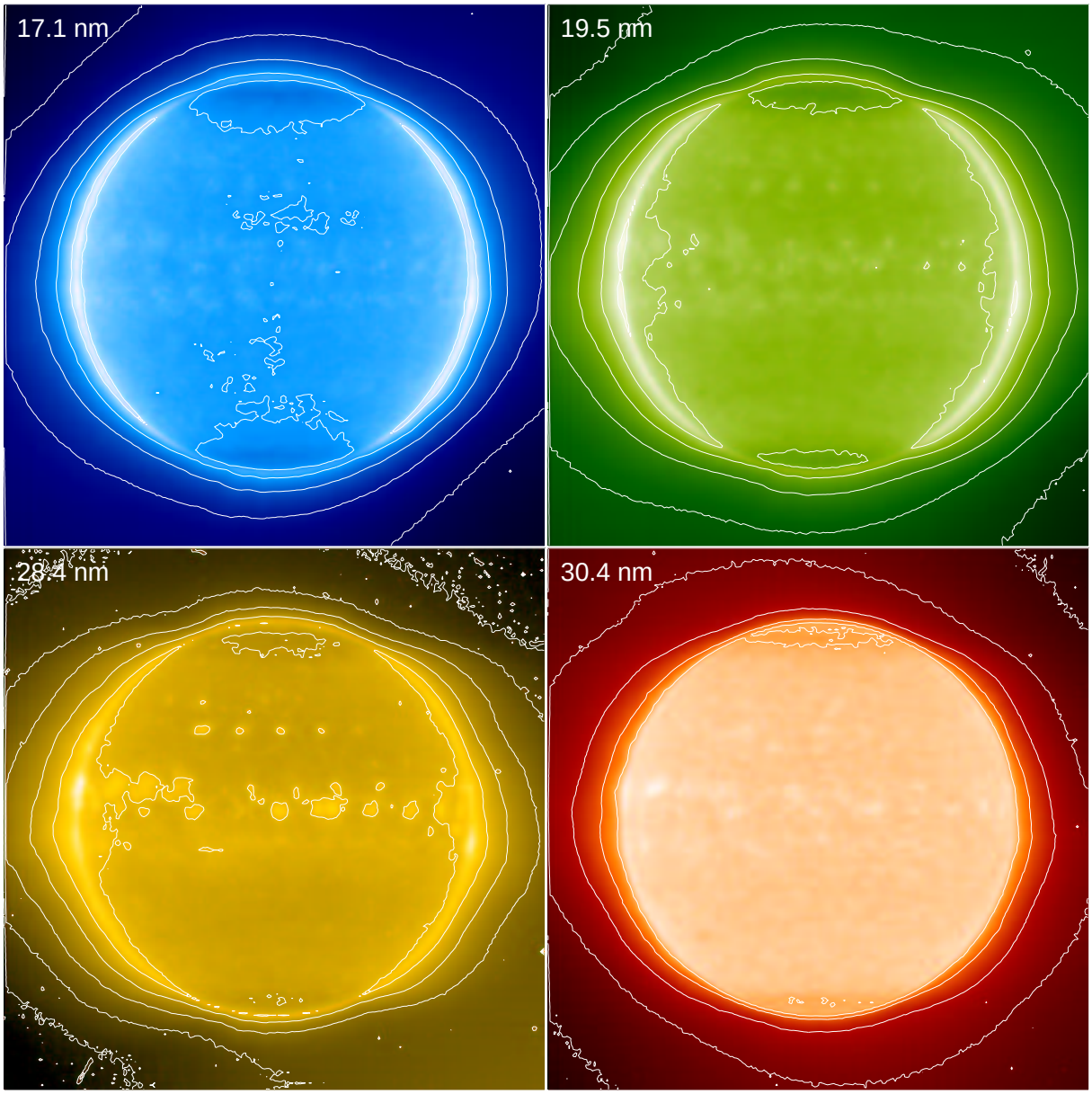

FIG. 3.1 – *Observations de EIT dans les quatre bandes passantes, moyennées sur une rotation solaire entre le 1er et le 27 juin 1996. Les isophotes sont séparés d'un facteur deux. Les isophotes mettent en évidence l'ovalisation systématique de la couronne solaire suivant un grand axe Nord-Est/Sud-Ouest à 17.1 nm et 19.5 nm et Nord-Ouest/Sud-est à 28.4 nm et 30.4 nm.*

peut être assimilée à un disque source. Or la convolution d'un disque source avec une PSF typique doit justement donner un halo diffus tel que celui observé autour des éruptions intenses comme celui que montre la figure 3.2. Le panneau de droite de cette même figure montre une coupe d'intensité selon la direction indiquée sur l'image du panneau de gauche. La décroissance d'intensité avec la distance au centre de l'éruption est compatible avec ce que notre connaissance de la PSF nous permet d'attendre de la convolution avec un disque source [7]. Sur la base de ces constatations, nous verrons dans la section 3.3 comment utiliser les observations d'éruptions

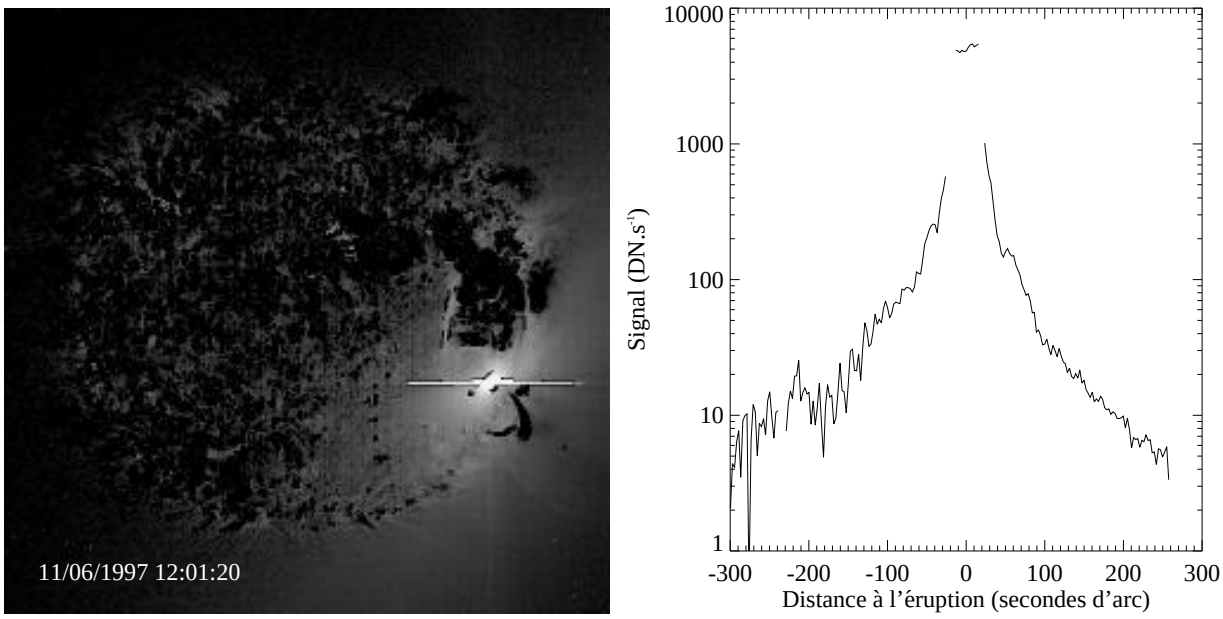

Fig. 3.2 – *Panneau de gauche : différence d'images mettant en évidence une éruption intense observée par EIT à 19.5 nm près du limbe Sud-Ouest. Le halo diffus s'étendant autour de la zône de l'éruption dans pratiquement la moitié du champ est une signature de la lumière diffusée instrumentale. Panneau de droite : coupe horizontale d'intensité au niveau du centre de l'éruption. Le profil obtenu est typique d'un fonction de réponse impulsionnelle.*

intenses pour déduire la PSF de EIT.

3.2.2 Asymétrie de révolution systématique

La lumière diffusée instrumentale ne se manifeste pas que lors d'une éruption intense. Un effet de la lumière diffusée est nettement visible dans les images prises en période de Soleil clame et ne montrant pas de structures particulièrement intenses. Les quatre images de la figure 3.1ont été obtenues en moyennant sur une rotation solaire (27 jours) les observations de EIT dans les quatre bandes passantes, à raison de une image par jour. Les isophotes superposés à ces images marquent des variations d'intensité d'un facteur 2. La caractéristique principale de ces isophotes est qu'ils présentent une ovalisation générale. Cet effet est particulièrement visible en observant l'isophote marqué en trait pointillé. Les isophotes sont allongés dans le sens Sud-Est/Nord-Ouest à 17.1 nm et 19.5 nm, et dans le sens Nord-Est/Sud-Ouest à 28.4 nm et 30.4 nm. L'effet est moins marqué à 28.4 nm. Étant donné qu'il n'y a a priori aucune raison pour que la couronne solaire présente en moyenne un telle ovalisation (et suivant un axe différent en fonction de la longueur d'onde d'observation), il est probable que cette caractéristique soit un artefact instrumental. On pourrait penser que cet effet est dû à la fonction de vignettage, mais celle-ci a été calculée par la méthode de tracé de rayons (ray tracing) [4], et n'introduit dans les images que des variations d'intensité de quelques pourcents. Or l'examen des isophotes de la figure 3.1 montre qu'il existe un facteur 2 environ entre l'intensité de deux coins successifs. Supposons, comme nous le soupçonnons depuis les observations d'éruptions brillantes, que la PSF de EIT présente un asymétrie de révolution. Alors la convolution du signal incident par cette

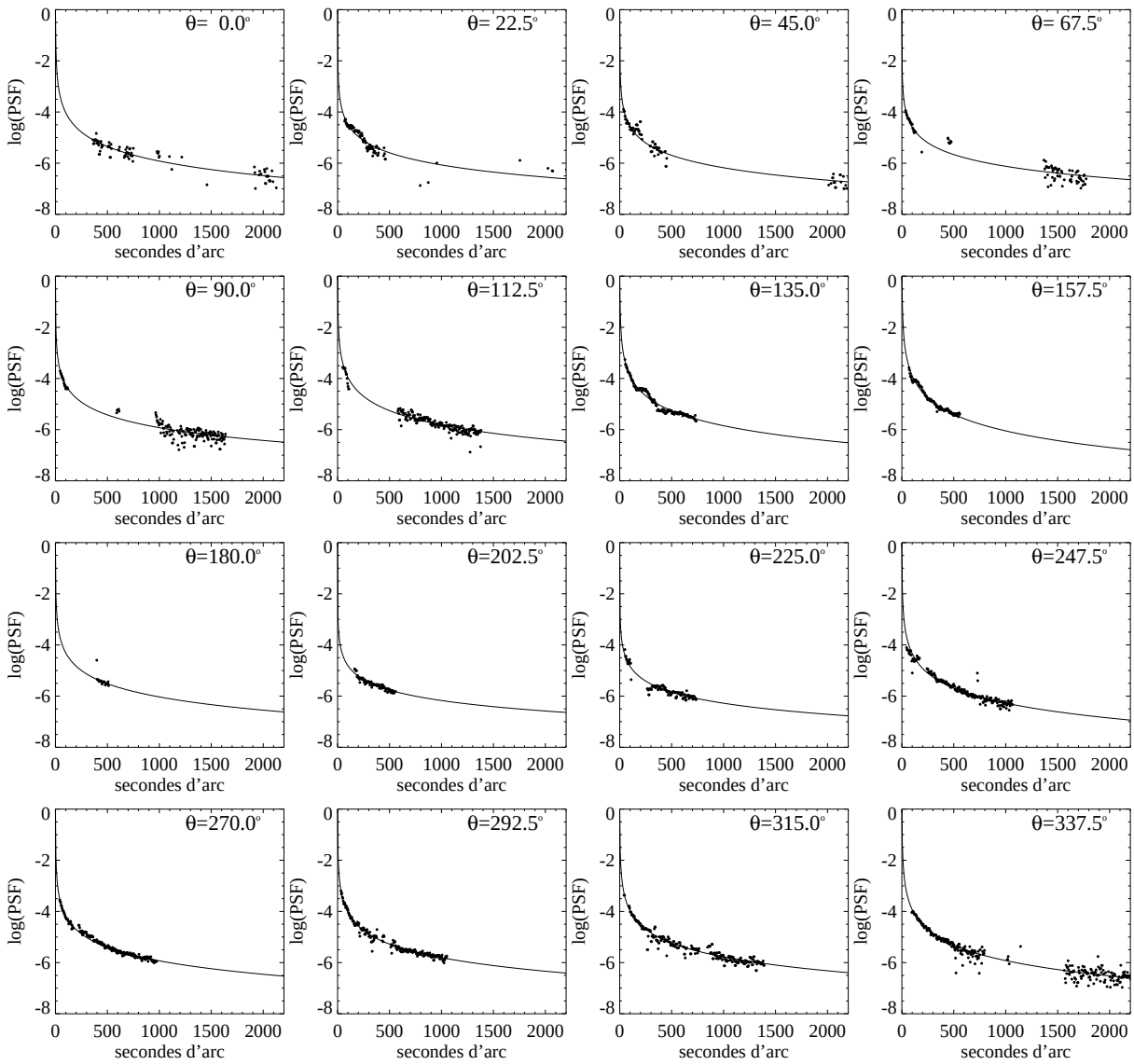

FIG. 3.3 – *Coupes radiales d'intensité pour différents angles autour de la région de l'éruption de la figure 3.2 (points) et les paramétrisations associées (traits plein).*

PSF donnera systématiquement des images présentant elles-aussi cette asymétrie de révolution. Le flux enregistré variant d'un facteur deux d'un coin de l'images a un autre ceci signifie que toute mesure photométrique utilisant les images enregistrées par EIT sans effectuer de correction peut être fausse d'un facteur deux.

3.3 Détermination de la PSF

Nous avons mentionné plus haut que l'évaluation du niveau de lumière diffusée dans les images produites par EIT requiert de connaître les ailes de la PSF à grande distance de son pic central, typiquement la moitié du champ de vue soit 22 minutes d'arc. Les mesures d'erreur de front d'onde n'ont pas été faites avec une résolution suffisante pour pouvoir obtenir la PSF

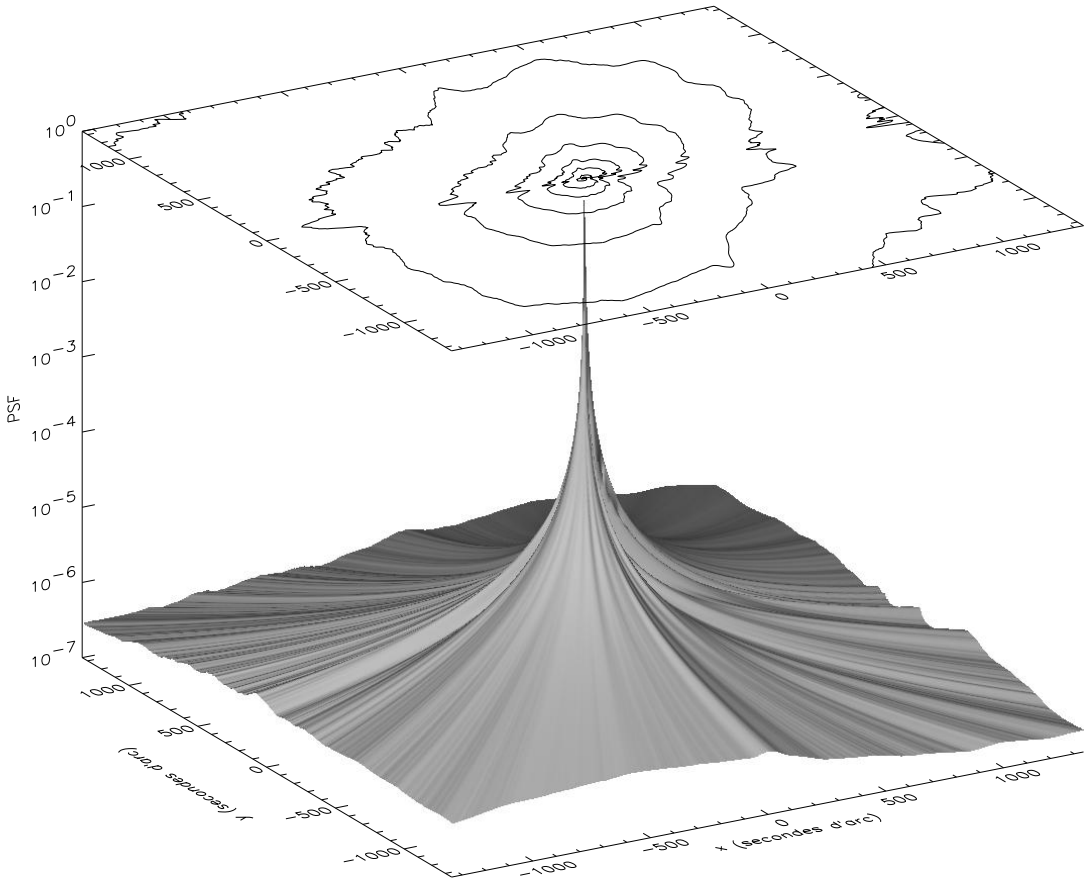

Fig. 3.4 – *La PSF de EIT à 19.5 nm obtenue à partir de l'image de l'éruption de la figure 3.2. Le maximum de la PSF vaut 0.6, et les ailes commencent à environ* 10^{-4} *du pic central. Une carte de contours est superposée au sommet du cube de visualisation.*

à plus de quelques dizaines de secondes d'arc du pic. Des mesures des ailes de la PSF ont été tentée à l'Institut d'Astrophysique Spatiale en utilisant comme source de lumière le rayonnement synchrotron de LURE, mais elles ont été compromises par la lumière diffusée dans le dispositif de mesure lui-même. La finesse et le contraste des images obtenues par EIT semble montrer que la PSF ainsi obtenue est largement surévaluée. Il n'existe donc pas d'étalonnage pré-vol complet de la PSF, incluant à la fois les caractéristiques du pic central et celles des ailes.

En nous basant sur les remarques de la section 3.2.1, l'observation d'éruptions intenses nous a permis d'obtenir un estimation en vol de la PSF de EIT à 19.5 nm.Une PSF typique d'un télescope est constituée d'un pic central étroit autour duquel s'étendent des ailes décroissant rapidement avec la distance, et dont le niveau par rapport au pic dépend de la qualité de l'instrument. La région à l'origine de l'éruption visible sur la figure 3.2 couvre une petite surface à peu près circulaire d'environ 4 pixels de rayon. Or le résultat de la convolution d'un disque source par une PSF typique est une image proche de la PSF elle-même. Les ailes ne sont pas affectées par la convolution avec le disque source, seule la région du pic est modifiée de façon sensible. A part dans le voisinage de l'éruption, l'image de la figure 3.2 est donc à peu de choses

près une image de la PSF de EIT à 19.5 nm. Afin d'obtenir une image de la PSF dépourvue au maximum de bruit, nous avons paramétrisé l'intensité observée en fonction de la distance par une loi du type $I = ax^b$ en prenant pour origine le centre de l'éruption. La figure 3.3 montre les paramétrisations obtenues pour différents angles autour du pic central. L'origine des angles est en haut de l'image de la figure 3.2 et les angles croissent dans le sens trigonométrique inverse. L'ajustement est très bon à toutes les distances du pic pour les angles pour lesquels nous disposons d'un grand nombre de points de mesure (voire par exemple $\theta = 337.5^o$), ce qui justifie l'utilisation de la paramétrisation pour extrapoler la PSF dans le cas des angles moins favorables (voir par exemple $\theta = 180.0^o$). La normalisation du niveau des ailes par rapport au pic central est obtenue par approximations successives. En sommant le flux contenu dans tous les pixels saturés, nous obtenons une première estimation de l'intensité de la région de l'éruption et donc de la fraction du signal total diffusée en dehors. Puis nous modifions cette valeur de départ jusqu'à ce que la reconvolution de l'image de la région source par la PSF ainsi obtenue donne cette même fraction de signal diffusé.

La figure 3.4 est une représentation tri-dimensionnelle de la PSF de EIT à 19.5 nm finalement obtenue par cette méthode. Le maximum de la PSF vaut 0.6, ce qui signifie que 60% de l'énergie sont contenus dans le pixel central, et 40% sont diffusés dans les ailes. Les ailes commencent à environ 10^{-4} du pic central. Une carte de contours est superposée au sommet du cube de visualisation. Ces contours sont allongés dans le sens Nord-Ouest/Sud-Est, ce qui met en évidence l'asymétrie de révolution de la PSF à 19.5 nm. Comme nous l'avons mentionné dans la section 3.2.1, cette asymétrie est visible sur l'image originale de la figure 3.2. L'orientation de cette asymétrie de révolution est cohérente avec celle de l'asymétrie de révolution systématique constatée sur les images enregistrées par EIT (voir la section 3.2.2). Ceci confirme que l'asymétrie systématique des images est un effet de la lumière diffusée instrumentale. Cette technique peu a priori être appliquée pour obtenir l'image de la PSF de EIT dans les quatre bandes passantes. Cependant, l'examen de l'archive de données de EIT n'a pas permis de trouver à d'autres longueurs d'onde que 19.5 nm des images d'éruptions intenses de surface suffisamment faible pour être adaptées à ce type d'analyse. Ceci est principalement dû au fait que EIT observe majoritairement à 19.5 nm et que de ce fait les chances d'observer un éruption dans les autres longueurs d'ondes sont faibles.

La PSF de la figure 3.4 peut être utilisée pour déconvoluer les images obtenues par EIT à 19.5 nm. Nous présentons sur la figure 3.5 le résultat de la déconvolution effectuée en utilisant l'algorithme itératif dit de Richardson-Lucy [8, 6]. Cet algorithme garantit que la reconvolution du résultat par la PSF redonne l'image d'origine, mais comme tout algorithme de déconvolution, il ne garantit pas l'unicité de la solution. Le contraste générale de l'image déconvoluée (image de droite) est rehaussée par rapport à celui de l'image d'origine (image de gauche). Sur le panneau du bas nous avons tracé deux coupes équatoriales d'intensité pour l'image d'origine (diamants) et l'image déconvoluée (trait plein). On constate que le niveau du disque est peu affecté, l'intensité de l'embrillancement du limbe est légèrement augmentée et l'intensité plus loin au-dessus du limbe est diminuée. Du fait de la conservation du flux total, l'augmentation de l'intensité de l'embrillancement est égale à la diminution de l'intensité plus haut dans la couronne. Au dessus du limbe, le signal déconvolué peut être jusqu'à un facteur 2 plus faible que le signal d'origine.

Malgré la généralité de l'algorithme de Richardson-Lucy, celui-ci présente des limitations dans le cas du traitement des images obtenues par EIT. En effet, le signal enregistré en bord

du champ de vue comprend des contributions venant de tous les points environnants, y compris des points situés hors du champ. De ce fait, la déconvolution rigoureuse des images nécessite la connaissance du signal hors du champ de vue, ce qui est impossible. Une solution pourrait être d'extrapoler le signal observé dans le champ pour créer une image étendue qui servirait pour déconvoluer correctement l'intensité des points situés en bord du champ. Toutefois, comme notre étude nécessite une estimation propre du niveau de lumière diffusée jusqu'au bord du champ, nous préférerons à la déconvolution par l'algorithme de Richardson-Lucy les mesures directes du niveau de lumière diffusée décrites dans les sections suivantes.

3.4 Mesure relative directe du niveau de lumière diffusée

Une rotation complète de SoHO autour de son axe de roulis (l'axe orienté suivant la direction SOHO/Soleil) a été effectuée le 20 mars 1997 entre et 12h 13m T.U. et 19h 50m T.U. La manœeuvre a été effectuée en 12 pas successifs de 30 degrés chacun, en stabilisant le satellite a chaque pas durant 40 minutes afin de laisser aux instruments de SOHO le temps d'observer. Nous avons mis à profit cette manœuvre pour détecter la présence d'effets instrumentaux dans les images enregistrées par EIT. En effet, dans un référentiel lié à l'instrument, tout artefact ne présentant pas de symétrie de révolution autour de l'axe de la rotation doit rester fixe alors que l'image du Soleil doit sembler tourner dans le sens inverse de la rotation du satellite.

Le programme d'observations de EIT durant cette manœuvre consistait a prendre à chacun des 12 pas de la rotation une série d'images à mi-résolution (512×512 pixels) dans les quatre bandes passantes, soit un total de 48 images. Il convient de noter que ce programme, commun à EIT et à d'autres instruments à bord de SOHO, n'a pas été optimisé en vue d'évaluer le niveau de lumière diffusée instrumentale, ce qui a quelque peu limité l'exploitation dans ce sens des données obtenues. A cause d'interruptions dans le flux de télémesure, 7 des 48 images prévues n'ont pas été obtenues. Le jeu de données final comprend 7 images à 17.1 nm, 10 images à 19.5 nm, 12 images à 28.4 nm et 12 images à 30.4 nm. La séquence d'images obtenues à 30.4 nm est présentée sur la figure 3.6. Afin de mettre en évidence les artefacts instrumentaux sans surcharger les images, seuls les isophotes les plus extérieurs ont été tracés. En l'absence d'artefacts instrumentaux, les isophotes devraient être identiques d'une image à l'autre, une fois compensée la rotation du satellite. Or ce n'est pas le cas, on constate que les isophotes varient entre un profil quasi-circulaire et une ovalisation suivant un grand-axe Nord-Est/Sud-Ouest. Cette orientation est la même que celle remarquée sur les images moyennes à 30.4 nm de la figure 3.1. Le signal au-dessus du limbe résulte de la superposition du signal coronal proprement dit et de la lumière diffusée. Or le signal coronal est plus intense dans les régions équatoriales que dans les régions polaires. De ce fait, quand l'équateur solaire est orienté selon le grand axe de l'ovalisation du niveau de lumière diffusée, le signal coronal accentue l'ovalisation des isophotes. Inversement, lorsque l'équateur est orienté suivant le petit axe de l'ovalisation de lumière diffusée, le signal coronal tend à diminuer l'ovalisation pour donner des isophotes presque circulaires. Ainsi, les observations effectuées par EIT durant la manœuvre de rotation confirment que l'asymétrie de révolution systématique des images est bien un artefact instrumental.

La méthode de mesure du niveau de lumière diffusée instrumentale à partir des images obtenues durant la rotation de SOHO est inspirée de l'algorithme de J. R. Kuhn et al. [5] que

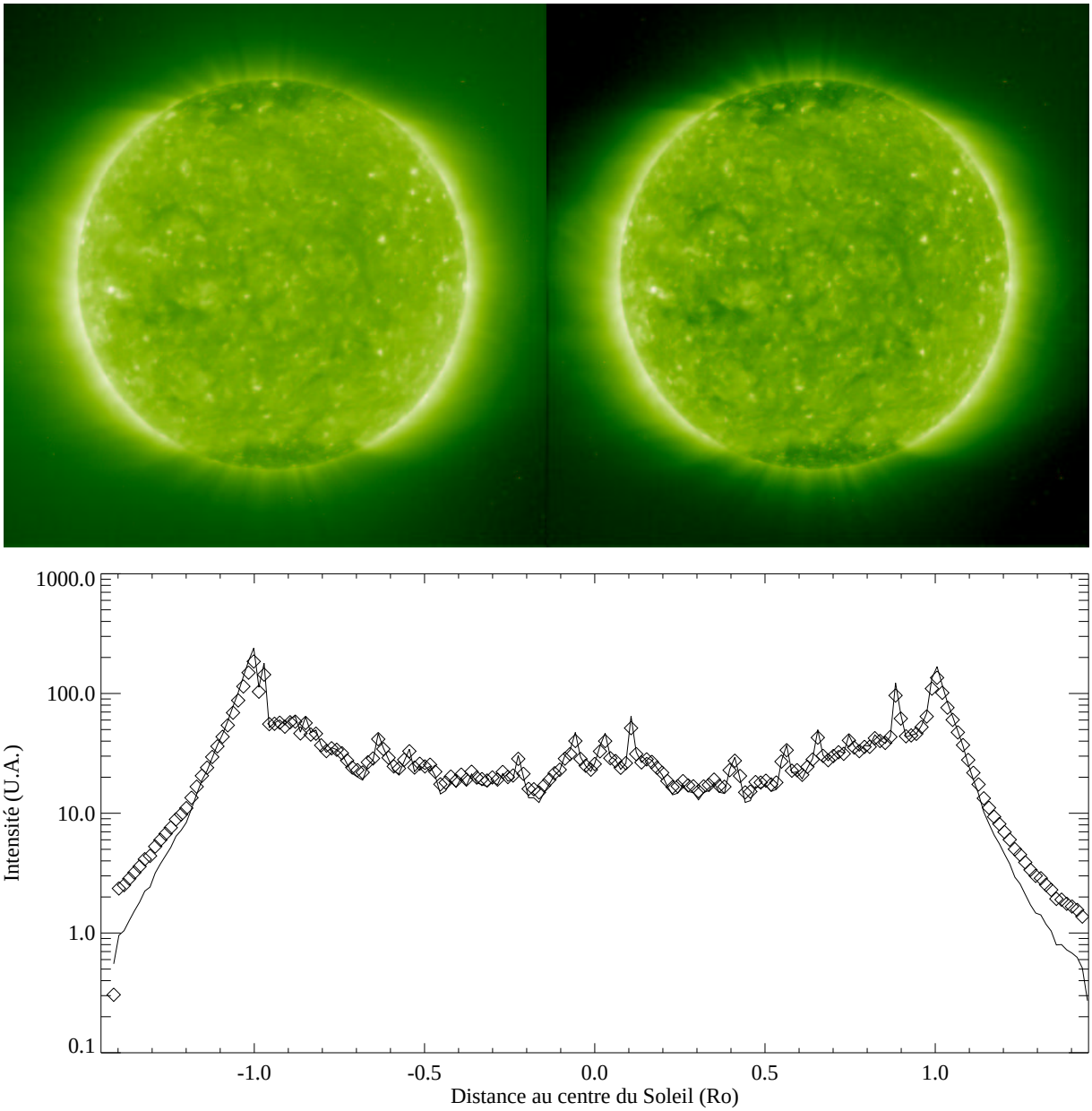

FIG. 3.5 – *Exemple de déconvolution d'une image enregistrée à 19.5 nm à l'aide de la PSF de la figure 3.4. L'image déconvoluée (à droite) est plus contrastée que l'image d'origine (à gauche). Les coupes équatoriales mettent en évidence l'effet de la lumière diffusée au-dessus du limbe dans l'image d'origine (diamants) par rapport à l'image déconvoluée (trait plein).*

nous avons déjà utilisé pour obtenir les variations spatiales de réponse du détecteur de EIT (voir le chapitre 2). On peut représenter mathématiquement la formation d'une image dans le télescope par le produit de convolution de la PSF avec l'image vraie (voir l'équation 3.1). Or dans l'espace de Fourier, un produit de convolution se transforme en produit simple. De plus, la rotation et la transformée de Fourier sont des opérations commutatives [1], c'est à dire que la

1. On en tend ici le terme "rotation" au sens de transformation mathématique du terme.

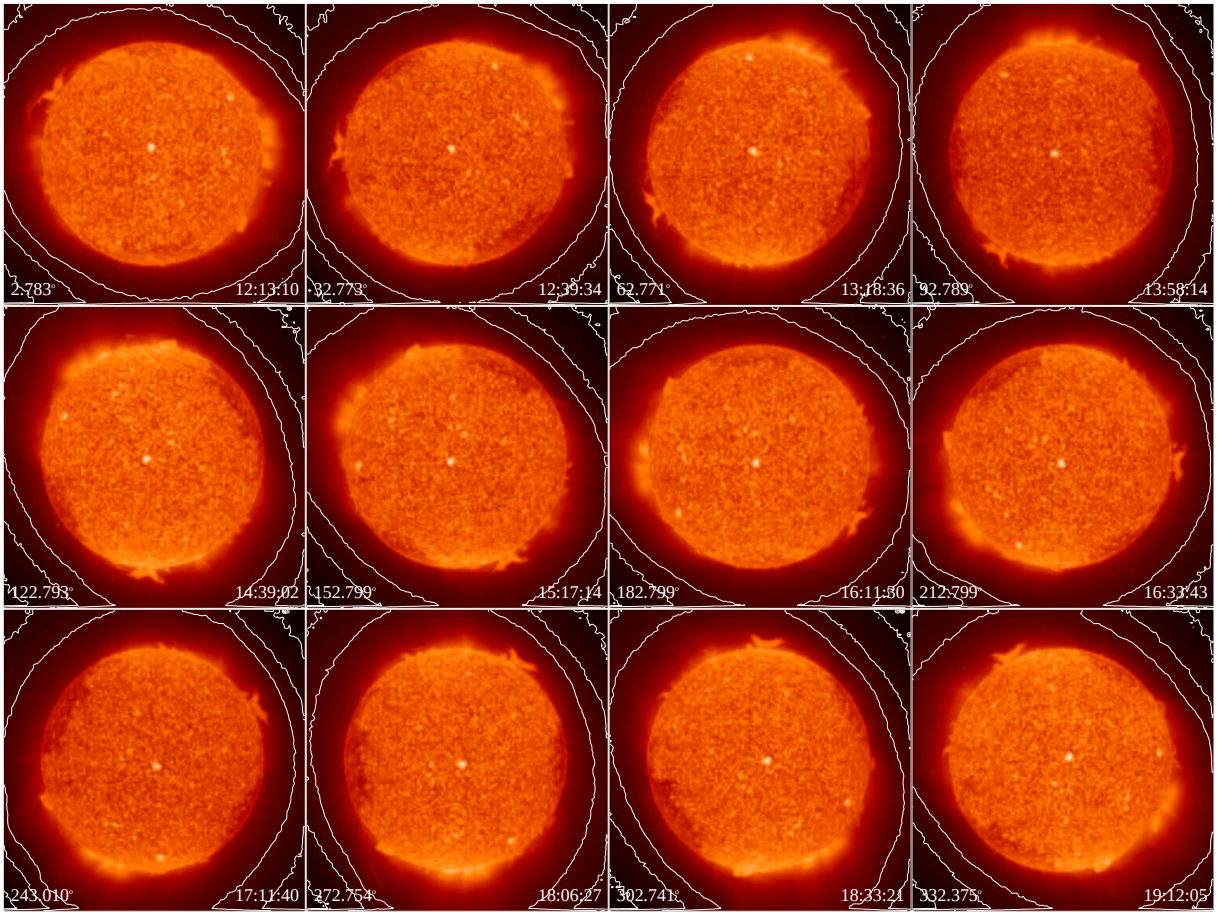

Fig. 3.6 – *La séquence d'images à 30.4 nm prise par EIT durant la rotation de SoHO du 20 mars 1997. Les contours extérieurs sont superposés pour mettre en évidence les effets de la lumière diffusée instrumentale. En l'absence de lumière diffusée, les contours devraient être identiques d'une image à l'autre*

transformée de Fourier de la rotation d'une image est égale à la rotation de la transformée de Fourier de l'image. En notant $\mathcal{F}$ la transformée de Fourier et $\mathcal{R}$ la rotation, on peut donc écrire :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(\mathcal{R}(I_m(x,y)) &= \mathcal{R}(\mathcal{F}(I_v(x,y) * PSF(x,y))) \\ &= \mathcal{R}(\mathcal{F}(I_v(x,y))) \times \mathcal{F}(PSF(x,y)) \end{aligned} \tag{3.2}$$

Le dernier membre de l'équation 3.2 montre que l'algorithme de J. R. Kuhn peut être adapté pour calculer la transformée de Fourier de l'image vraie $\mathcal{F}(I_v(x,y))$ et la transformée de Fourier de la PSF $\mathcal{F}(PSF(x,y))$ à partir d'un ensemble d'images tournées les unes par rapport aux autres. C'est à dire que l'on peut en principe à partir des images prises durant la rotation du satellite reconstituer les variations angulaires de la transformée de fourier de la PSF, et donc les variations angulaires de la PSF elle-même. En pratique, cette méthode n'est pas directement utilisable car il s'avère que les basses fréquences spatiales correspondant aux variations angulaires de la PSF sont mal échantillonnées par la rotation du satellite. Mais on peut remarquer que

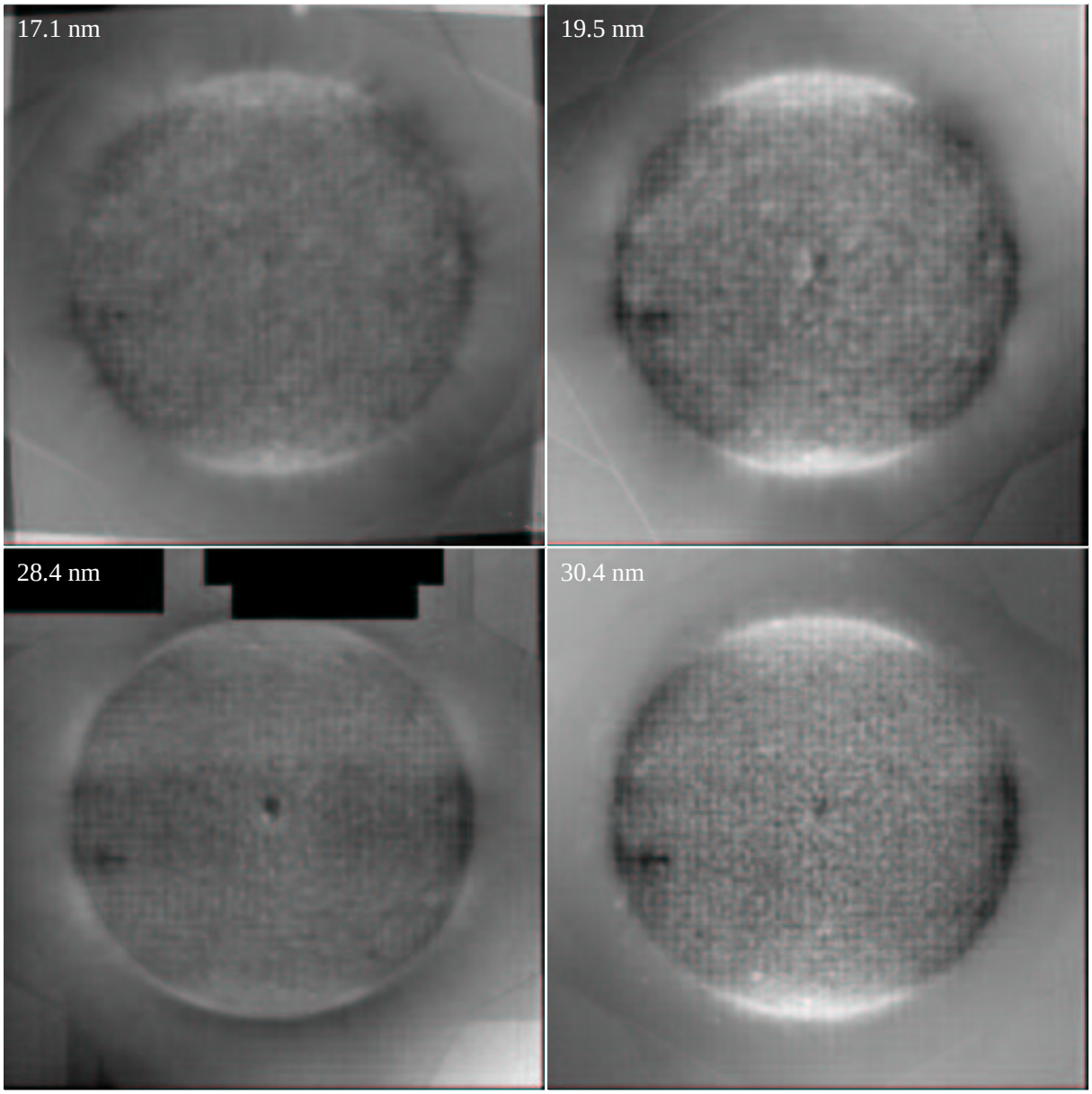

FIG. 3.7 – *Cartes des variations angulaires de réponse de EIT. Les variations sur le disque sont dues aux variations de réponse du détecteur et les variations hors du disque sont dues à la lumière diffusée instrumentale. L'asymétrie du niveau de lumière diffusée instrumentale est nettement visible. Les deux plages en haut de la carte à 28.4 nm ont été masquées à cause de la présence de fuites de lumière blanche.*

en première approximation, les images du Soleil enregistrées par EIT présentent une symétrie de révolution. De ce fait, le niveau de lumière diffusée est à peu près identique quel que soit l'angle de rotation du satellite. Ainsi, le niveau de lumière diffusée dans les images peut être assimilé à un facteur multiplicatif semblable à une fonction de réponse comme par exemple la fonction de vignettage. Les variations du niveau de lumière diffusée peuvent donc être obtenues en

utilisant l'algorithme de J. R. Kuhn dans l'espace réel et non pas dans l'espace de Fourier. Cette approximation est d'autant plus valable que la lumière diffusée représente une large portion du signal enregistré. Nous avons modifié l'algorithme original pour inclure les rotations des images en plus des translations, puis nous l'avons appliqué au jeu de données obtenu durant la rotation du satellite. Remarquons qu'il aurait été préférable d'avoir choisi des pas angulaires irréguliers pour faciliter la convergence de l'algorithme. Mais celui-ci est en fait assez robuste pour converger avec les pas quasiment réguliers effectués par le satellite.

La figure 3.7 montre les résultats obtenus dans les quatre longueurs d'onde. Les variations sur le disque sont dues aux variations de réponse du détecteur. Tout comme l'algorithme original, l'algorithme modifié ne permet pas d'obtenir les niveaux absolus, mais uniquement les variations. De plus, la rotation du satellite ne permet à l'algorithme de connecter que des pixels du détecteur appartenant à une même circonférence et de ce fait, nous n'avons d'information que sur les variations angulaires du niveau de lumière diffusée. Les niveaux des cartes de la figure 3.7 ne doivent donc être comparés que pour des pixels appartenant à une même circonférence. Ces cartes ne fournissent donc qu'une information partielle sur le niveau de lumière diffusée dans les images enregistrées par EIT. Nous allons voir dans les sections suivantes que l'observation d'un passage de Mercure devant la couronne solaire nous a permis d'obtenir des mesures absolues du niveau de lumière diffusée pour différentes altitudes au-dessus du limbe. Les observations du passage Mercure nous ont ainsi permis d'obtenir l'information sur la variation radiale du niveau de lumière diffusée et d'étalonner de manière absolue les cartes de la figure 3.7.

3.5 Le passage de Mercure des 15 et 16 novembre 1999

Un passage de Mercure devant le disque du Soleil est un événement relativement rare qui se produit seulement tous les 5 à 10 ans environ. Depuis la Terre, le passage des 15 et 16 novembre 1996 était partiel, c'est à dire que vu depuis certaines regions du globe le disque de Mercure est entièrement passé devant le disque solaire alors que depuis d'autres régions, il n'est passé qu'à cheval sur le limbe. Comme SoHO était à cette date au point le plus au sud de son orbite de halo autour du point de Lagrange L1, Mercure a "manque" le disque photosphérique et est passé environ 90 secondes d'arc plus au Nord. Mais le disque de Mercure a tout de même pu être observé depuis SoHO au-dessus du limbe devant la couronne par les instruments CDS et EIT [2]. C'est la troisième fois qu'une observation d'un passage de Mercure devant la couronne est effectuée, la première étant le passage du 10 novembre 1973 observé depuis Skylab, et la seconde le passage du 6 novembre 1993 observé par l'instrument SXT (Soft X-ray Telescope) embarqué à bord du satellite Yohkoh [9]. La figure 3.8 montre la trajectoire prédite de Mercure devant la couronne solaire et la table 3.1 donne quelques valeurs numériques utiles. Les conditions d'observation étaient très favorables car d'une part la durée du phénomène nous a laissé le temps de réaliser de nombreuses images, et d'autre part la trajectoire de Mercure a largement couvert le champ de vue, ce qui nous a permis de mesurer le niveau de lumière diffusée en fonction de la distance au limbe.

2. En orbite terrestre, le satellite TRACE a lui aussi effectué des observations de ce passage dans l'ultraviolet

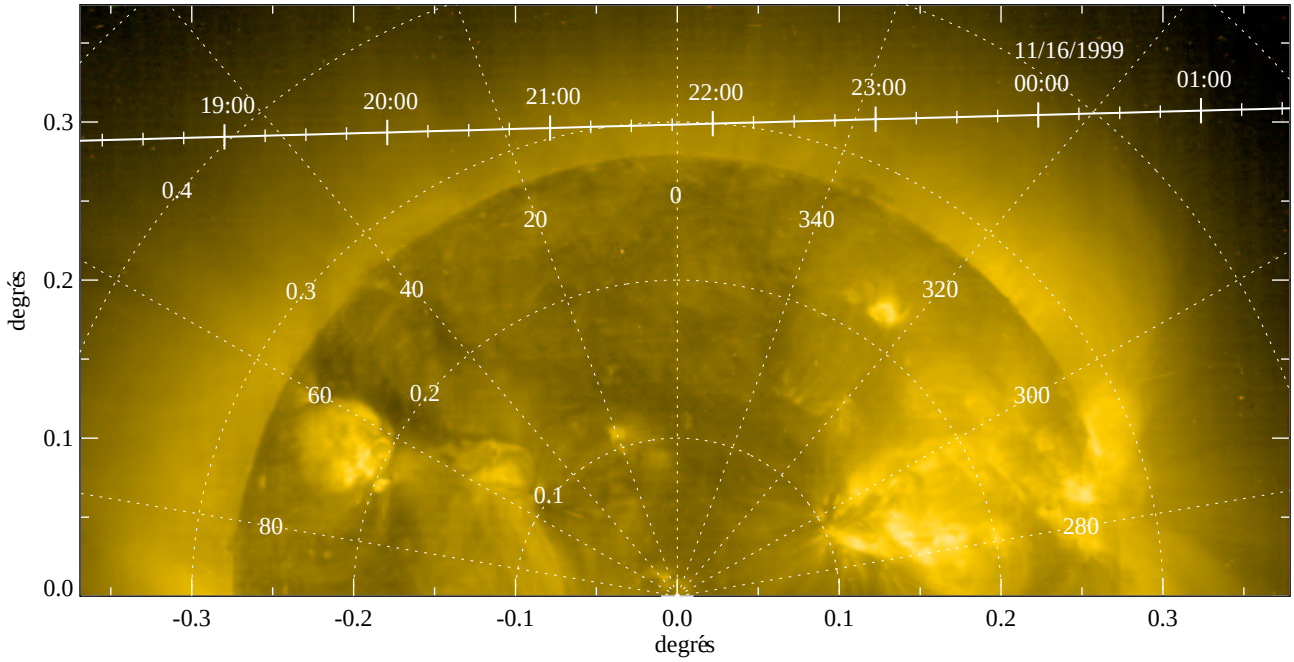

FIG. 3.8 – *Trajet de Mercure devant la couronne solaire les 15 et 16 novembre 1999 vu depuis SoHO, sur fond d'image EIT à 28.4 nm. Les index principaux sont échelonnés toutes les heures. Les index secondaires sont échelonnés tous les quart d'heure, les angles sont en degrés. La croix centrale marque le centre du disque solaire. Le cercle épais marque le diamètre de la photosphère. Le Nord solaire est en haut.*

Date d'approche minimale	15 novembre 1999 à 21h 42m 02s T.U.
Diamètre du disque de Mercure	10.10"
Diamètre du disque photosphérique	16.353090'
Distance au centre du disque	17.897118'
Distance au limbe photosphérique	92.64"
Distance des limbes	87.6"
Vitesse angulaire de déplacement	$0.1''.\mathrm{s}^{-1}$

TAB. 3.1 – *Quelques paramètres du passage de Mercure des 15 et 16 novembre 1999 vu depuis SoHO.*

3.5.1 Principe de la mesure

Supposons un télescope idéal exempt de lumière diffusée instrumentale, c'est à dire dont la PSF serait une fonction δ. Si la face obscure de Mercure n'a pas d'émissivité propre dans l'ultraviolet, l'intensité mesurée sur le disque de Mercure avec un tel instrument devrait être nulle. Inversement dans un télescope réel, la PSF n'est pas une fonction δ et comme chaque point de l'image diffuse de la lumière dans tout le champ, l'intensité mesurée sur le disque de Mercure n'est pas nulle. Cette intensité donne donc une information sur la quantité de lumière diffusée dans l'image à la position du disque de Mercure. Remarquons immédiatement qu'il ne suffit pas de retrancher cette intensité mesurée sur le disque du signal mesuré à la même

position avant la passage de Mercure pour obtenir l'intensité vraie (c'est à dire mesurée avec l'un instrument idéal décrit plus haut). En effet, comme le flux total est conservé par le processus de diffusion, les régions les plus intenses de l'image deviennent moins intenses, et inversement. Selon les régions observées, l'intensité mesurée est donc plus grande ou plus petite que l'intensité vraie. Or comme l'intensité mesurée sur le disque de Mercure ne peut être que positive, on ne peut jamais obtenir par simple soustraction une intensité vraie supérieure à l'intensité mesurée avant le passage, ce qui est en contradiction avec le principe de conservation du flux. L'intensité mesurée en un point de l'image est égale à la somme de l'intensité diffusée par tous les autres points au point considéré et de l'intensité vraie de celui-ci diminuée de l'intensité qu'il diffuse lui-même vers tous les autres points. Pour obtenir l'intensité vraie en un point de l'image, il faut donc non seulement soustraire de l'intensité mesurée en ce point la contribution due à la lumière diffusée par tous les autres points, et mesurée sur le disque de Mercure pendant son passage, mais aussi rajouter l'intensité que ce point a perdue en la diffusant dans tout le champ.

Durant le passage de Mercure dans le champ de vision de EIT, soit $I_v(t,x,y)$ l'intensité vraie en tout point au temps t. En notant $I_{\mathrm{v}}^0(t,x,y)$ l'intensité vraie si Mercure n'était pas présent, $I_v(t,x,y)$ peut s'écrire sous la forme :

$$I_v(t,x,y) = I_v^0(t,x,y) - D(x,y)I_v^0(t,x,y) \tag{3.3}$$

où $D(t,x,y)$ est une fonction porte à deux dimensions valant 0 en dehors du disque et 1 sur le disque de Mercure. L'intensité mesurée $I_m(t,x,y)$ est le résultat du produit de convolution de l'intensité vraie par la PSF, soit :

$$\begin{aligned} I_m(t,x,y) &= (I_v^0(x,y) - D(t,x,y)I_v^0(t,x,y)) * PSF(x,y) \\ &= I_v^0(t,x,y) * PSF(x,y) - (D(t,x,y)I_v^0(t,x,y)) * PSF(x,y) \end{aligned} \tag{3.4}$$

Or du fait de la cadence de prise de vue de 3 minutes utilisée durant le passage de Mercure (voir le paragraphe suivant), il est justifié de considérer que l'intensité vraie de la couronne ne varie pas entre deux images. La différence d'intensité entre deux images successives prises aux temps t et $t \pm \delta t$ s'écrit alors :

$$\begin{aligned} I_m(t \pm \delta t,x,y) - I_m(t,x,y) &= (D(t,x,y)I_v^0(t,x,y)) * PSF(x,y) \\ &- (D(t \pm \delta t,x,y)I_v^0(t,x,y)) * PSF(x,y) \end{aligned} \tag{3.5}$$

Si l'influence de la PSF est négligeable hors du disque de Mercure, c'est à dire si ses ailes décroissent suffisamment rapidement, alors au temps t, $D(t \pm \delta t,x,y)I_v^0(t,x,y)) * PSF(x,y)$ est négligeable à la position de Mercure[3]. De plus, comme le disque de Mercure vu depuis SoHO

3. Remarquons que si l'on ne fait pas cette approximation, alors en convertissant dans l'équation 3.5 les écarts de temps $\pm\delta t$ en écart de position δx et δy avec la vitesse de passage du disque, et si l'on peut estimer $I_v^0(t,x,y)$, ceci donne la dérivée spatiale de la fonction $D(t,x,y) * PSF(x,y)$. Il est donc possible de développer un algorithme dérivé de celui proposé par J. R. Kuhn et al. [5] (voir le chapitre précédent) permettant d'obtenir les ailes de la PSF à partir d'un ensemble d'images du disque de Mercure. Mais du fait du bruit de photons, les ailes de la PSF commençant seulement à environ 10^{-4} du pic central, les différences ne permettent pas de les mettre en évidence. Des simulations ont permis de montrer qu'un tel algorithme permet d'obtenir les ailes de la PSF si celles-ci sont supérieures à 10^{-2} du pic central.

λ	17.1 nm	19.5 nm	28.4 nm	30.4 nm
a_λ	0.97	0.97	0.96	0.97

TAB. 3.2 – *Intensité d'un disque unité de 10.1" de diamètre convolué avec la PSF de EIT.*

est petit (10.1 secondes d'arc), on peut considérer que les points de la couronne qu'il masque ont tous la même intensité vraie, notée $\bar{I}_v^0(t)$. L'équation 3.5 devient donc :

$$I_m(t \pm \delta t, x_M, y_M) - I_m(t, x_M, y_M) = (D(t, x_M, y_M) * PSF(x_M, y_M))\bar{I}_v^0(t) \tag{3.6}$$

où x_M et y_M sont les coordonnées d'un point du disque de Mercure. qui peut, en un point du disque de Mercure. Comme le pic de la PSF est très étroit, un disque uniforme convolué avec la PSF est à peu près uniforme et finalement :

$$I_m(t \pm \delta t, x_M, y_M) - I_m(t, x_M, y_M) \approx a_\lambda D(t, x_M, y_M)\bar{I}_v^0(t) \tag{3.7}$$

Nous pouvons évaluer a_λ car le cœur de la PSF a été mesuré avant le vol en analysant les erreurs du front d'onde issu du télescope complet avec un interféromètre Zygo [4]. Pour les quatre longueurs d'onde, nous avons convolué la PSF déterminée par cette méthode avec un disque unité de 10.1 secondes d'arc de diamètre. Les valeurs de a_λ ainsi obtenues sont données dans la table 3.2 et sont d'environ 0.8, ce qui signifie que 20% de la lumière est diffusée en dehors du disque. La décroissance avec la longueur d'onde montre que la lumière diffusée est d'autant plus importante que la longueur d'onde est petite, ce qui est conforme à la loi de Rayleigh qui veut que la diffusion due à la rugosité des miroirs varie comme $1/\lambda^4$. Avec ces valeurs de a_λ, l'équation 3.7 donne l'intensité vraie de la couronne à l'endroit masqué par le disque de Mercure à partir d'une simple différence d'images.

Il est donc en principe possible de mesurer le niveau de lumière diffusée en faisant une mesure en un pixel unique. En pratique, à cause du bruit statistique de photons, cette méthode donne un résultat légèrement différent selon le pixel du disque de Mercure choisi. Afin d'améliorer la qualité des mesures au maximum, nous utilisons donc tous les pixels couverts par le disque de Mercure, y compris ceux qui ne le sont que partiellement. Pour ceci, nous modifions la fonction $D(t,x,y)$ de sorte qu'elle ne vale plus uniformément 1 mais soit proportionnelle à la fraction des pixels couverte par le disque de Mercure. L'équation 3.7 donne alors une relation linéaire entre l'intensité de $D(t,x_M,y_M)$ et l'intensité moyenne vraie $\bar{I}_v^0(t)$ cachée par le disque. Numériquement, on calcule $D(t,x_M,y_M)$ en fonction de la position de Mercure au temps t et $\bar{I}_v^0(t)$ est obtenue par régression linéaire. Cette méthode a de plus l'avantage de corriger le biais introduit dans les mesures par le déplacement du disque de Mercure pendant les prises de vue. En effet, si le temps de pose est assez long pour que le disque de Mercure se déplace d'un angle supérieur à son diamètre (ce qui est le cas pour les poses à 28.4 nm, voir le paragraphe suivant), alors même avec un télescope idéal dépourvu de lumière diffusée instrumentale, l'intensité mesurée sur le disque n'est pas nulle. Ne pas prendre en compte l'effet de bougé amène donc à conclure que le niveau de lumière diffusée dans un instrument idéal est non nul et à le sur-estimer dans un instrument réel. La fonction $D(t,x,y)$ étant proportionnelle à la fraction des pixels couverte par

le disque de Mercure tout au long de la pose, ce biais est automatiquement corrigé par notre méthode.

3.5.2 Programme d'observations

Afin de tirer le meilleur parti possible de cet événement, nous avons conçu un programme d'observation spécial dont l'objectif principal était d'enregistrer le plus grand nombre possible d'images dans les quatre bandes passantes. Comme EIT n'a pas été conçu pour effectuer des séquences d'images à haute cadence, on ne peut pas prendre des images avec une cadence supérieure ou égale à 2 minutes pendant plus d'une heure sans provoquer des échauffements anormaux de certains de ses composants électromécaniques. De plus, et pour des raisons toujours incertaines, il arrive que le masque sélecteur des quadrants se bloque entre deux positions. Nous devions donc trouver un compromis entre la haute cadence d'observation nécessaire à nos objectifs scientifiques et les contraintes observationnelles de EIT. Nous avons choisi une cadence de 3 minutes, maximum possible sans risquer l'intégrité de l'instrument pendant les 7 heures et 30 minutes que devaient durer le passage de Mercure dans le champ de vue de EIT. Pour obtenir cette cadence, nous ne pouvons transmettre au sol qu'une bande de l'image totale englobant la trajectoire prédite et faisant 1024×96 pixels, soit 44×4 minutes d'arc. Afin de minimiser le risque de blocage du masque sélecteur tout en garantissant une bonne couverture du champ de vue dans les quatre bandes passantes, nous avons choisi de ne changer de longueur d'onde que toutes les 5 images. Finalement, pour améliorer le rapport signal sur bruit dans les régions de faibles intensité, nous avons augmenté les temps de pose au maximum possible en respectant la cadence de 3 minutes et sans saturer le détecteur. Par sécurité, le programme était prévu de débuter un peu avant et de finir un peu après les heures prédites d'entrée et de sortie de Mercure du champ de EIT. Les observations ont commencé le 15 novembre 1999 à 18h 00m T.U. et se sont terminées 8 heures plus tard le 16 novembre 1999 à 01h 57 T.U. après un déroulement normal. Le tableau 3.3 résume les caractéristiques du programme d'observation et ses résultats. Sur les 160 images programmées et obtenues, 146 montrent le disque de Mercure. Des 14 images restantes, 7 ont été prises avant que Mercure ne soit entré dans le champ de vision de EIT, et 7 après qu'il en soit sorti. Malgré l'utilisation de temps de pose plus long que la normale, certaines images de Mercure sont noyées dans le bruit de photons ou dans le bruit de lecture de la caméra. Au total, 135 images de Mercure se sont révélées exploitables pour des applications photométriques.

La figure 3.9 montre le jeu de données obtenu. Les quatre panneaux du haut sont, pour les quatre bandes passantes, des collages des sous-champs entourant le disque de Mercure pour chaque exposition individuelle sur fond d'une image complète. Cette présentation met en évidence la trajectoire de Mercure par rapport au disque et l'alternance des bandes passantes toutes les cinq images. Les quatre bandes du bas correspondent, pour chaque bande passante, à des agrandissements des images individuelles indexées sur les panneaux du haut. Les heures d'observation sont à chaque fois notées en bas et à droite des agrandissements. L'allongement des images de Mercure du fait de son déplacement par rapport au Soleil pendant les temps de pose est particulièrement visible à 28.4 nm. On constate que le disque de Mercure est plus contrasté lorsqu'il est près du limbe que lorsqu'il en est éloigné, ce qui montre que le niveau de lumière diffusée relatif augmente avec la distance au limbe.

Longueur d'onde	Nombre d'images programmées	Nombre d'images montrant Mercure	Nombre d'images utilisables	Temps de pose	Taille du champ
17.1 nm	40	35	27	12s	$44' \times 4'$
19.5 nm	40	38	33	22s	$44' \times 4'$
28.4 nm	40	38	36	122s	$44' \times 4'$
30.4 nm	40	35	39	62s	$44' \times 4'$
Total	160	146	135		

TAB. 3.3 – *Caractéristiques et résultats du programme d'observation de EIT pour le passage de Mercure devant la couronne solaire entre le 15 novembre 1991 à 18h 00m T.U et le 16 novembre 1999 à 01h 57m T.U.*

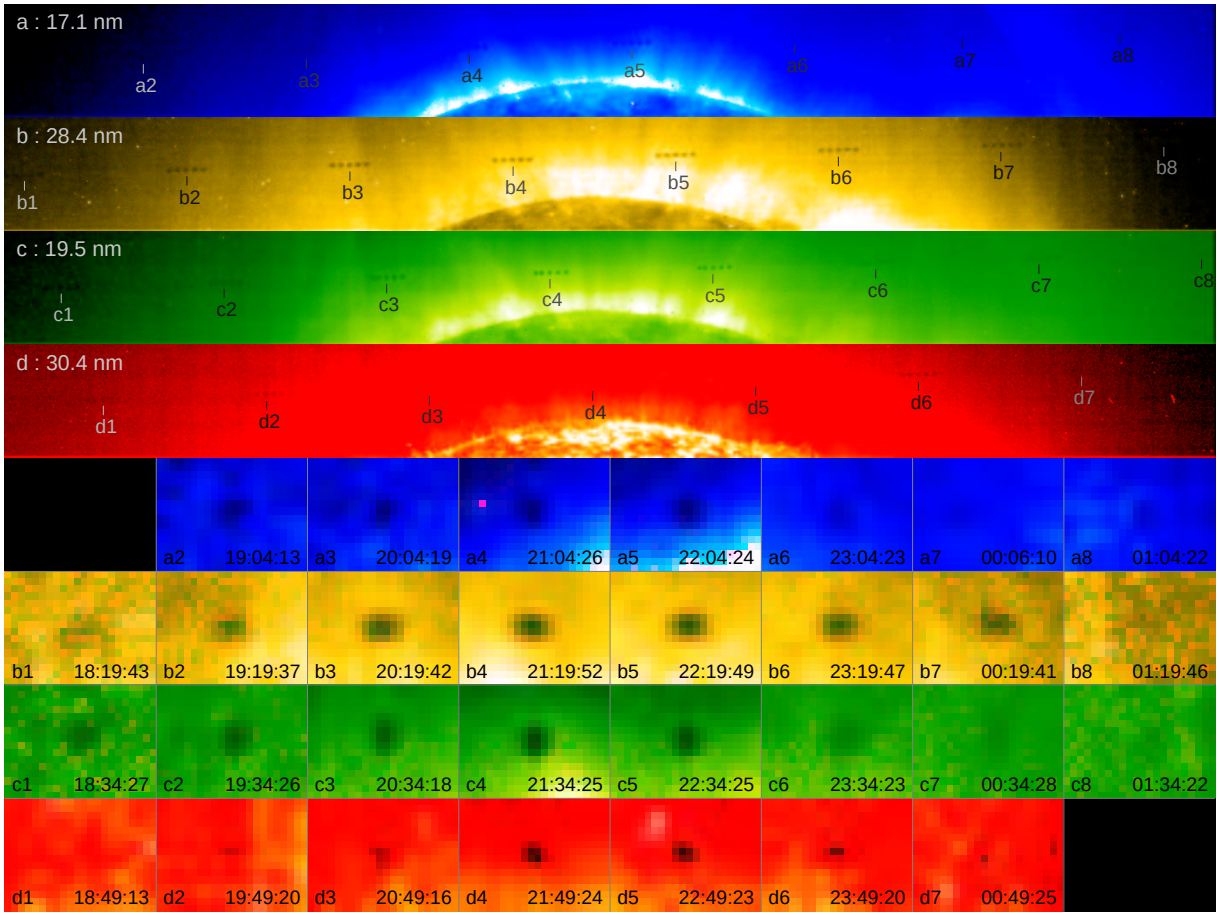

FIG. 3.9 – *Images de Mercure obtenues par EIT durant son passage devant la couronne solaire les 15 et 16 novembre 1999.*

3.5.3 Mesure de la position de Mercure

Les positions précises de Mercure dans les images ont été déterminées au moyen d'un algorithme d'inter-corrélations dont le principe, illustré par la figure 3.10, est le suivant. Nous

calculons l'inter-corrélation entre le disque de Mercure observé et un disque simulé dont nous faisons varier la position de plus ou moins deux pixels par pas de 0.1 pixels en x et en y autour d'une position d'origine estimée manuellement. La position de Mercure est alors égale à la position du disque simulé donnant une corrélation maximale. Les images brutes de Mercure (En haut et à gauche de la figure 3.10) sont affectées par les variations du fond diffus coronal qu'il convient donc de supprimer. Pour cela, nous analysons les variations d'intensité de chaque pixel en fonction du temps. Comme le montre le grand cartouche du haut de la figure 3.10, la courbe de lumière d'un pixel ayant été totalement ou partiellement recouvert par le disque de Mercure montre une baisse de luminosité, alors que celle d'un pixel n'ayant pas du tout été recouvert par le disque de Mercure ne présente que des variation de faible amplitude. Afin de distinguer les chutes de luminosité réellement dues au passage de l'image de Mercure sur un pixel de celles dues à l'activité solaire ou aux variations statistiques du signal, nous ne considérons qu'un pixel a été obscurci par Mercure que si la baisse de luminosité a été de plus de 2σ de la valeur moyenne. La valeur de 2σ est un bon compromis entre un critère plus strict (par exemple 3σ) qui laisserait moins de bruit résiduel mais ne permettrait pas la détection de certains pixels réellement recouverts par Mercure, et un critère moins strict (par exemple 1σ) qui détecterait plus de pixels recouverts par Mercure mais laisserait suffisamment de bruit pour biaiser les inter-corrélations.

Nous construisons ainsi des images du fond coronal en remplaçant l'intensité des pixels obscurcis par l'image du disque de Mercure par l'intensité moyenne de ce pixel dans les deux images précédentes et dans les deux images suivantes. En divisant les images brutes par les images du fond coronal, on obtient alors des images de Mercure telles qu'elle seraient obtenues si le fond coronal était uniforme. Le disque simulé est calculé en deux temps. Premièrement nous calculons un image telle qu'obtenue par un instrument de bien plus grande résolution, en prenant en compte l'effet de bougé du au temps de pose (Image "disque simulé" de la figure 3.10). Deuxièmement nous convoluons cette image par la fonction pixel pour obtenir une image de Mercure telle que devrait l'observer EIT. Les coefficients de corrélation obtenus varient entre 0.1 lorsque Mercure est en bord de champ et 0.98 lorsque Mercure est près du limbe. Nous effectuons alors un fit linéaire par la méthode des moindres carrés en forçant la droite à passer par l'origine. Le coefficient donne alors la fraction du signal dû au flux solaire. Le coefficient de corrélation r donne un critère de validité de la mesure. Si le coefficient de corrélation est faible, cela signifie que les statistiques du signal sont trop mauvaises pour pouvoir effectuer une mesure photométrique. Nous avons choisi de rejeter toutes les mesures pour lesquelles le coefficient de corrélation était inférieur à 0.3. Ces mesures sont à l'heure actuelle les seules mesures directes de cette qualité (l'étalonnage entre EIT et l'instrument MXUVI [2] ne donne que des limites basses) du niveau de lumière diffusée dans les images EIT.

3.6 Résultats : cartes de lumière diffusée

Les mesures du niveau de lumière diffusée effectuées lors du passage de Mercure peuvent maintenant être utilisées, comme expliqué au paragraphe 3.4, pour mettre à l'échelle les cartes obtenues lors de la rotation de SoHO du 20 mars 1997. Afin de compléter les cartes en dessous de 1.1 $R_\odot$ et au dessus de 1.6 $R_\odot$, nous avons extrapolé par des exponentielles. Les cartes finales sont présentées sur la figure 3.15. L'asymétrie de révolution ainsi que la dépendance en

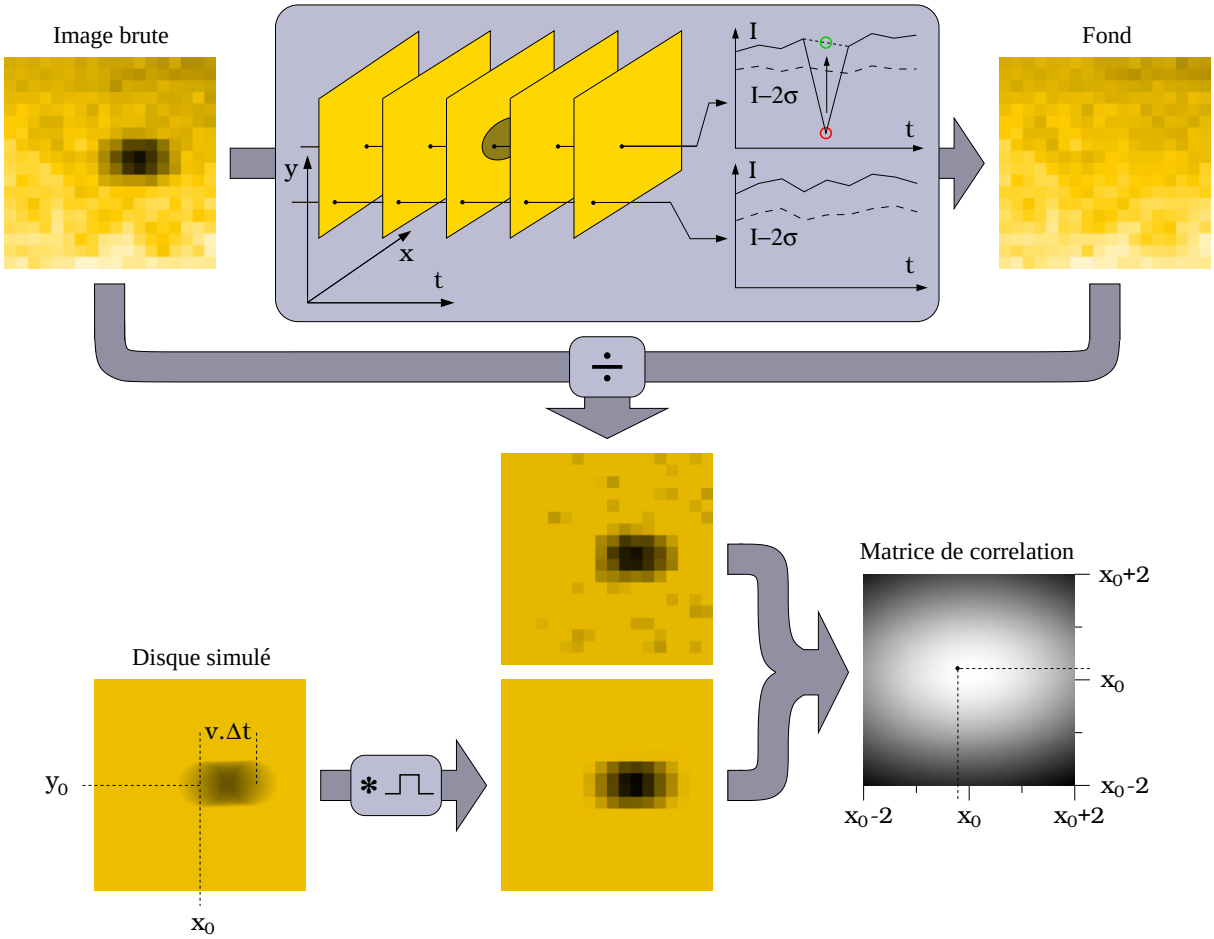

FIG. 3.10 – *Illustration de l'algorithme utilisé pour mesurer la position du disque de Mercure.*

longueur d'onde sont bien visibles. La correction des images produites par EIT s'effectue par simple multiplication par les cartes de lumière diffusée. La figure 3.16 montre les images de la figure 3.1 après correction, avec les contours correspondant aux même niveaux. L'asymétrie n'est plus visible, et les gradients d'intensité dans la couronne sont bien plus importants.

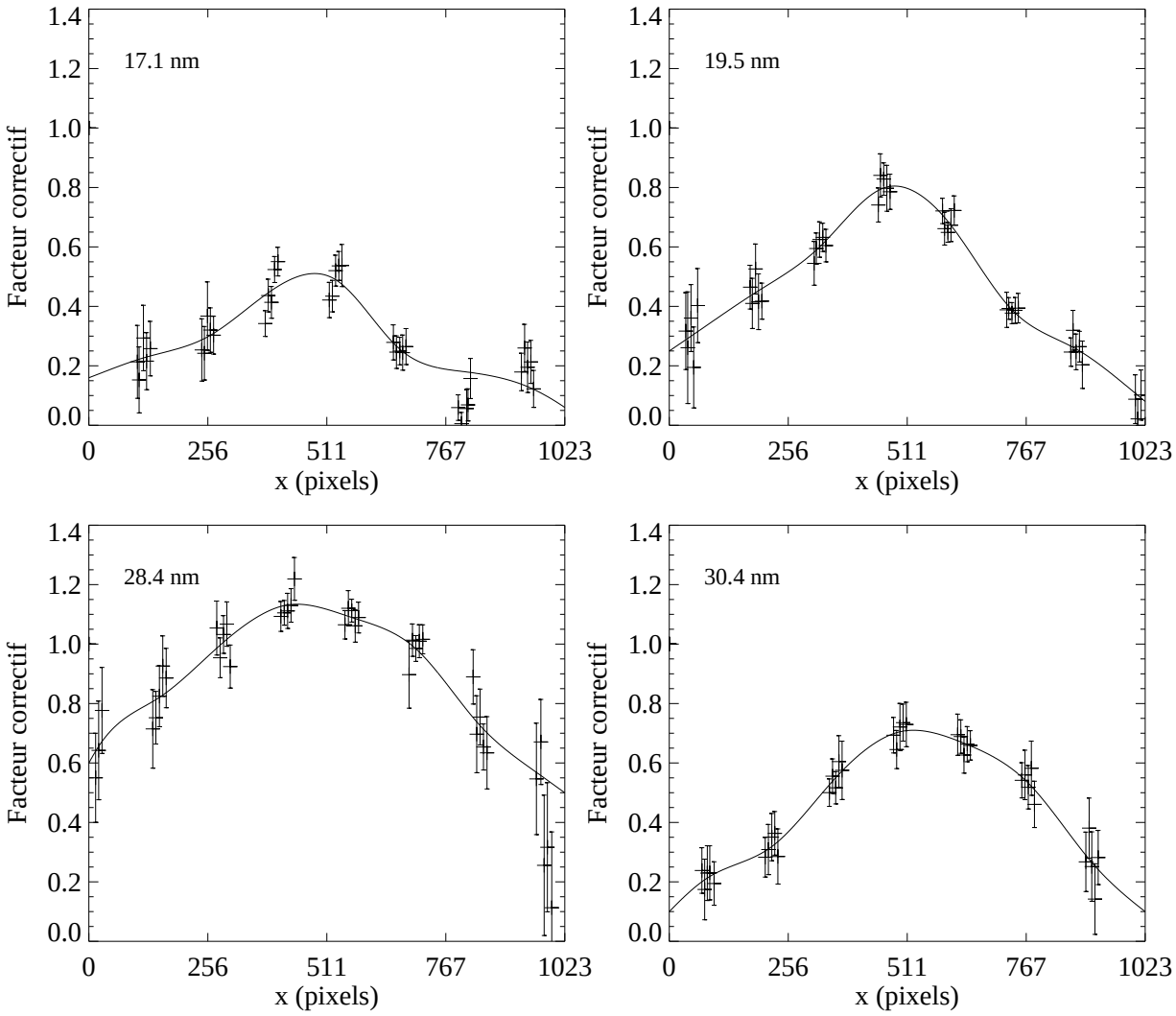

Fig. 3.11 – *Facteurs correctifs du niveau de lumière diffusée dans les quatre bandes passantes de EIT en fonction de l'abscisse du disque de Mercure dans les images obtenues pendant le passage des 15 et 16 novembre 1999, avec les barres d'erreur associées. Les courbes en trait plein représentent les paramétrisations par splines cubiques choisies pour interpoler les facteurs de correction en tout point de la trajectoire de Mercure.*

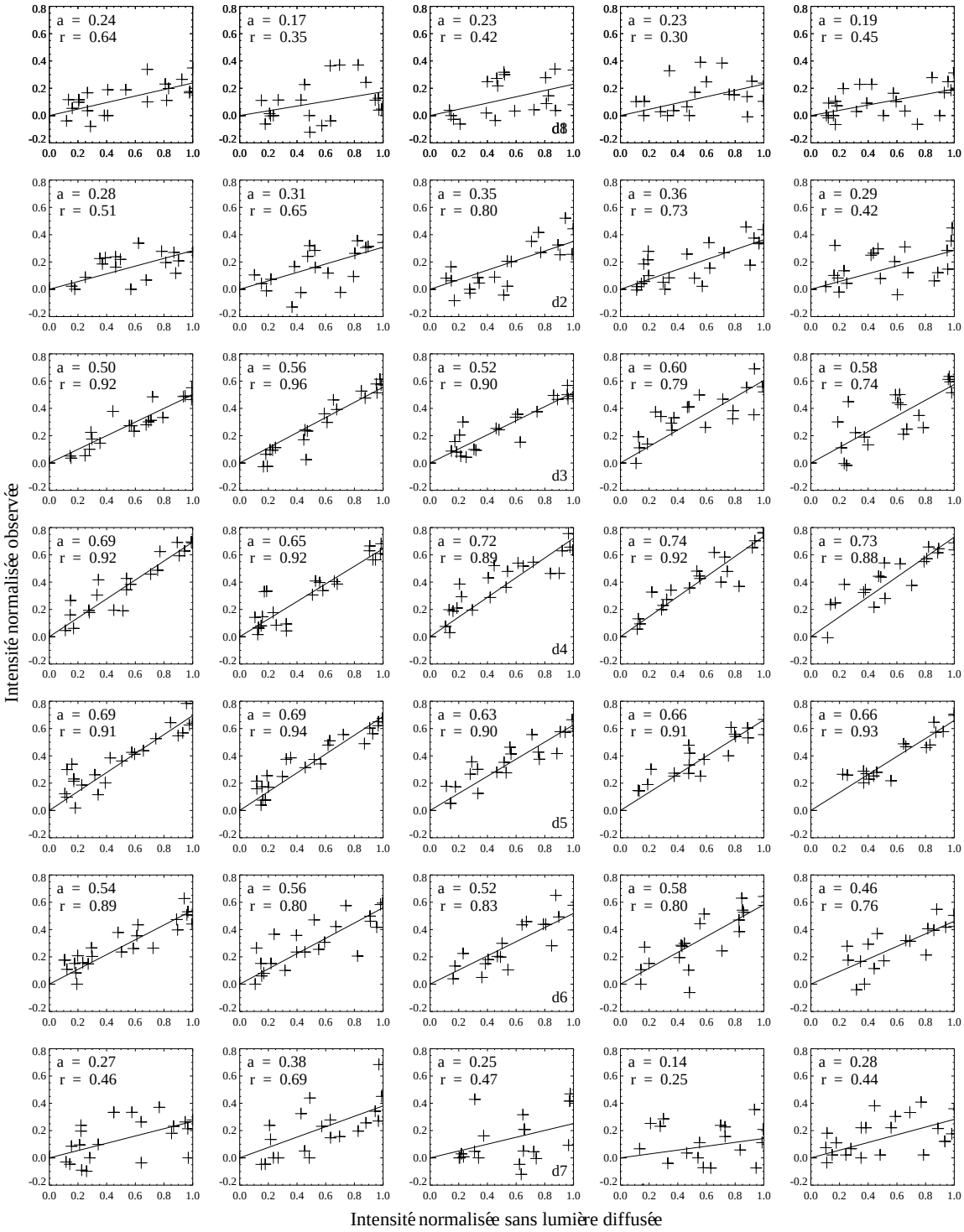

FIG. 3.12 – *Intensité observée des pixels du disque de Mercure en fonction de l'intensité théorique en l'absence de lumière diffusée. Les pentes des droites (coefficient a) obtenues par régression linéaire donne le niveau de lumière diffusée. Le facteur de corrélation r donne une idée de la fiabilité des mesures.*

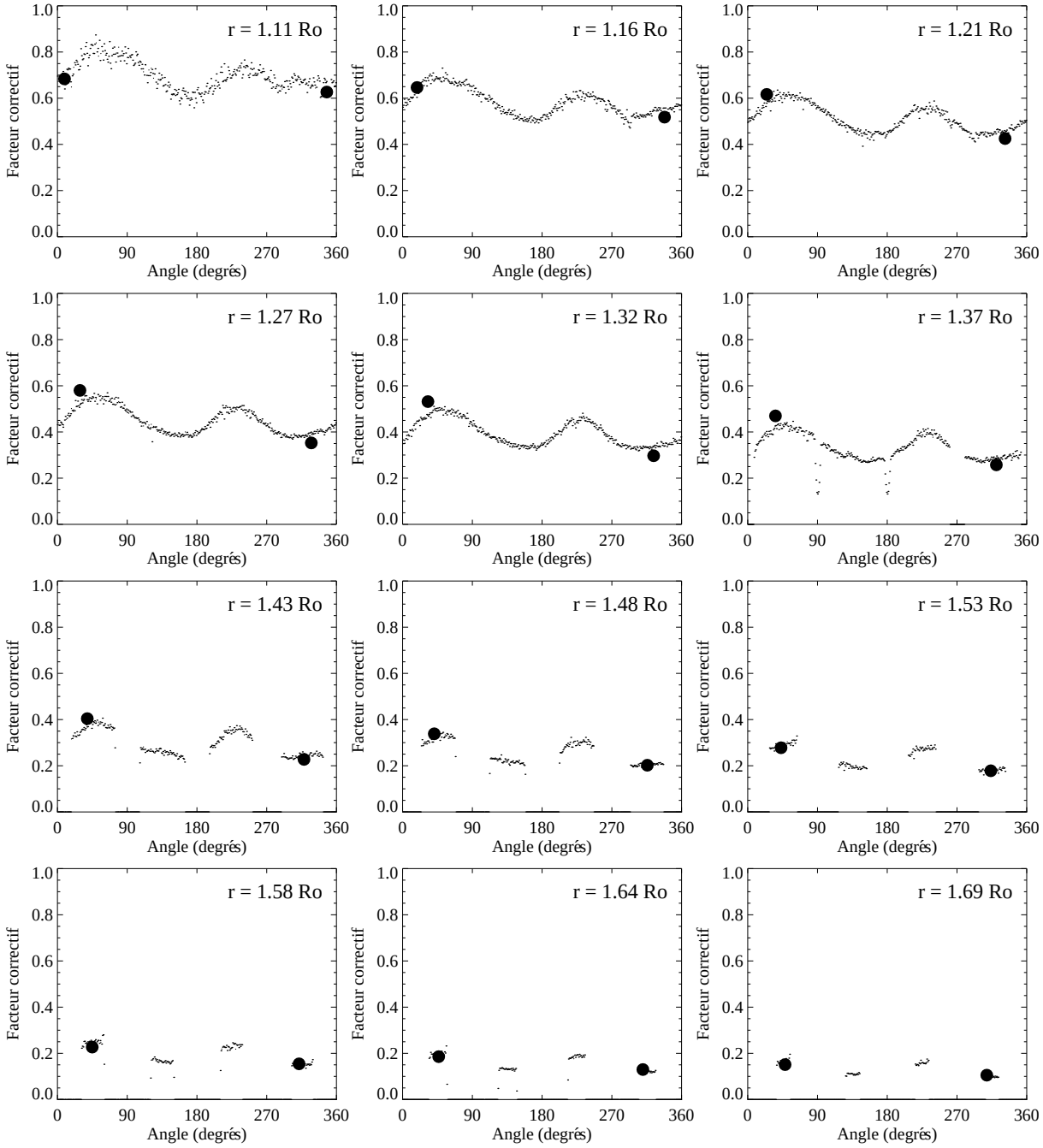

Fig. 3.13 – *Normalisation des cartes relatives de la figure 3.7. Les deux points correspondent pour chaque distance au limbe aux deux mesures effectuées lors du transit de Mercure.*

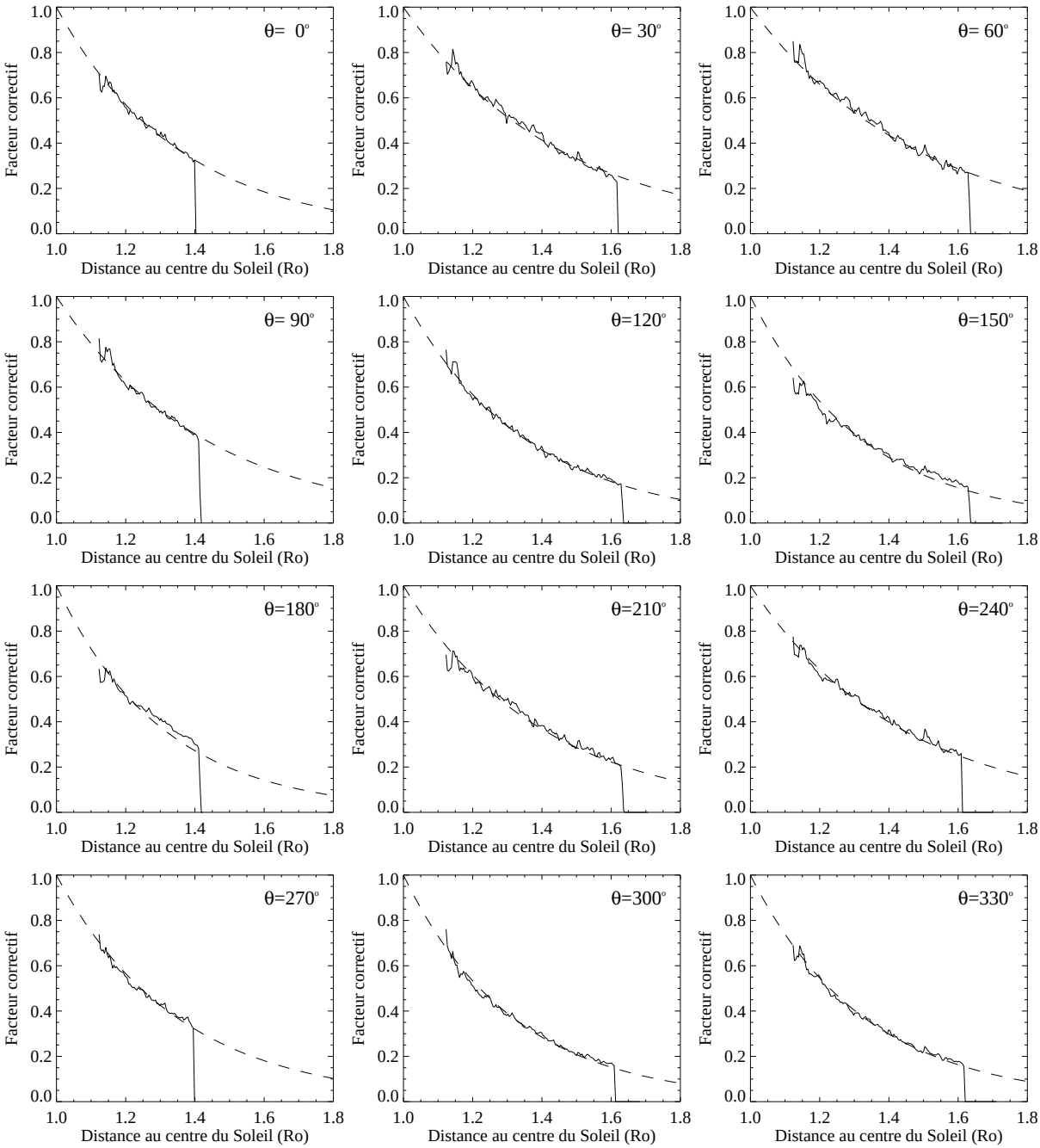

FIG. 3.14 – *Coupes radiales du niveau de lumière diffusée (trait plein) avec les modèles exponentiels (trait pointillé).*

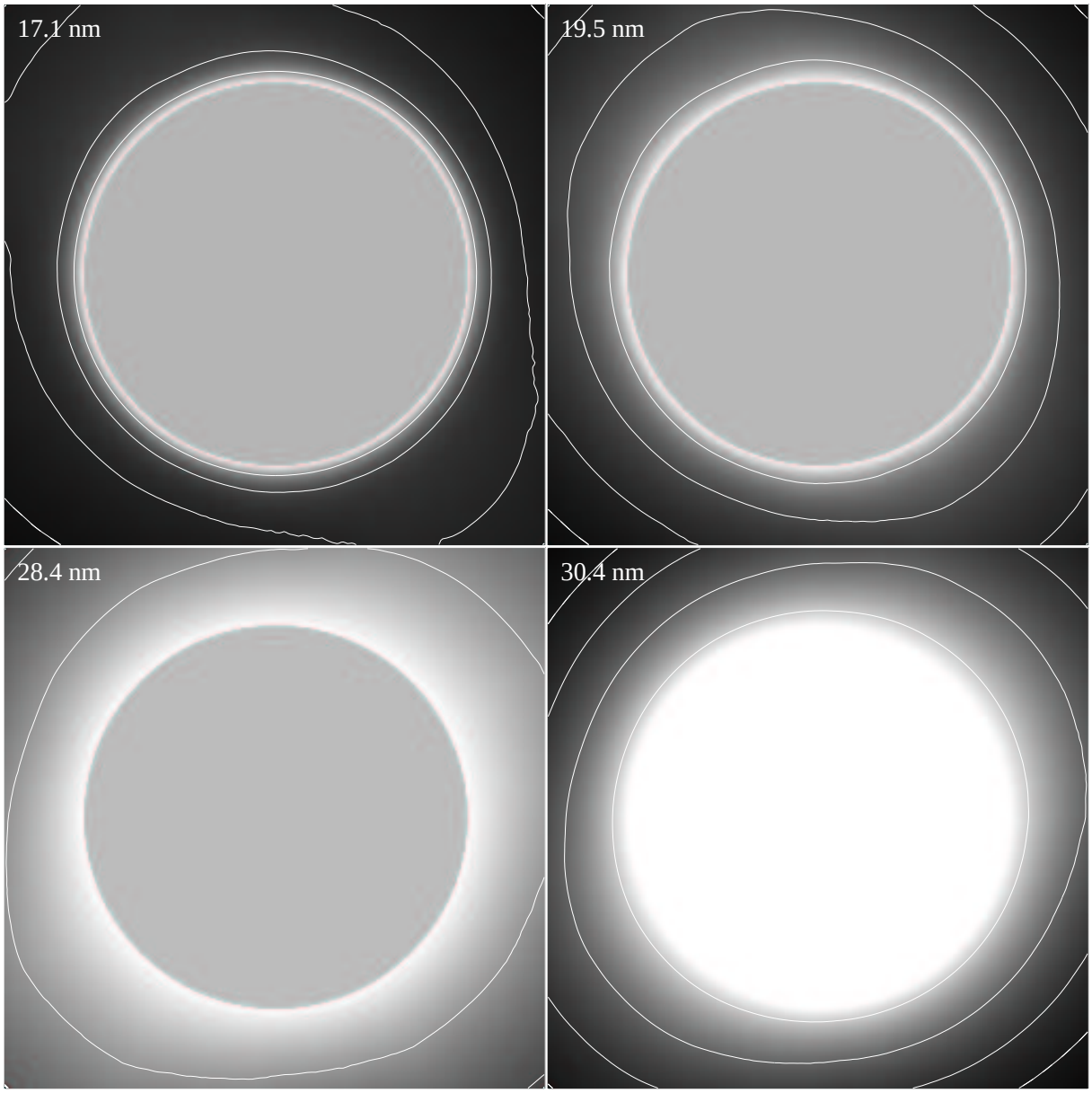

Fig. 3.15 – *Cartes du facteur de correction à appliquer aux images enregistrées par EIT dans ses quatre bandes passantes pour les corriger de la lumière diffusée instrumentale.*

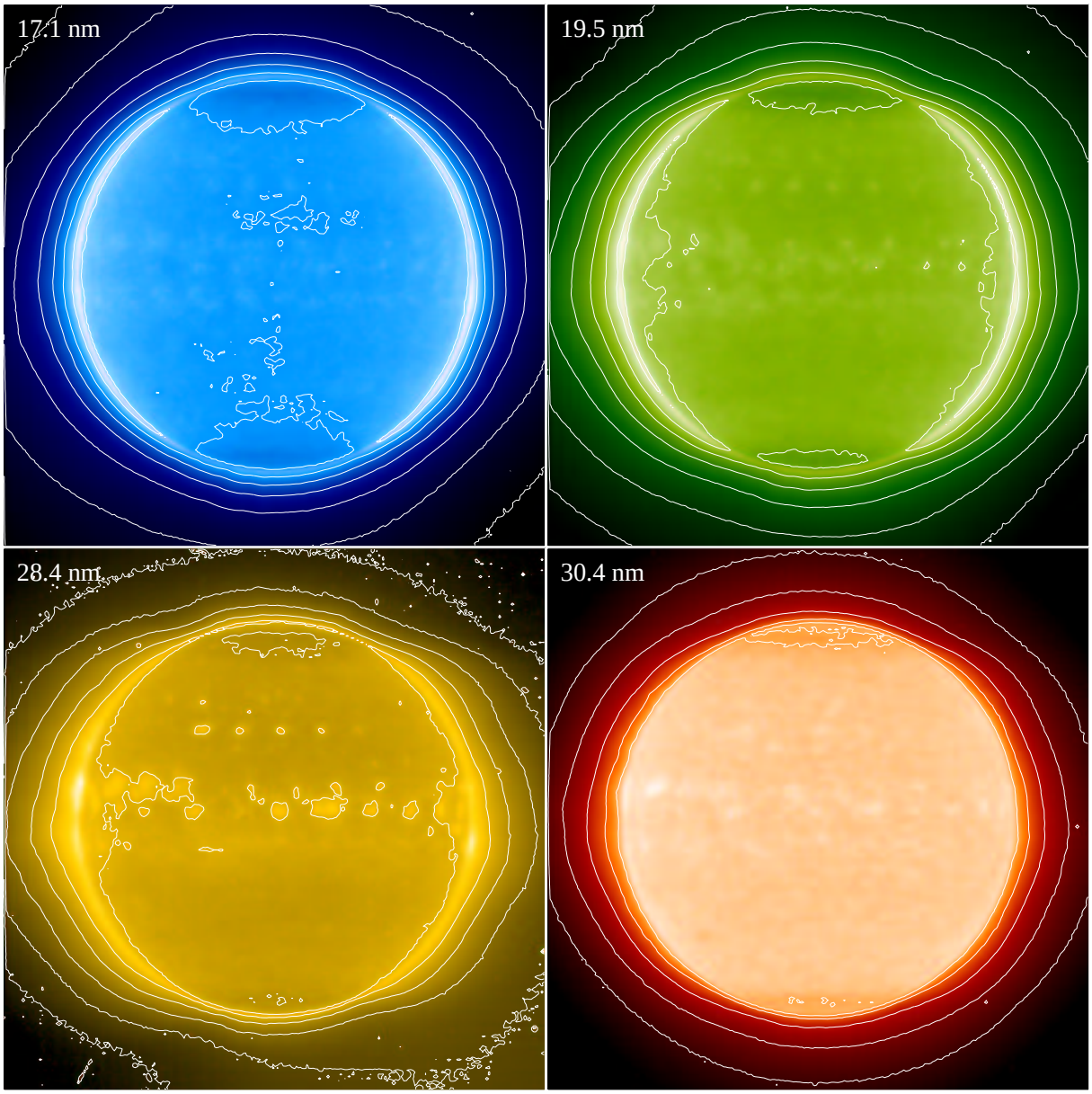

FIG. 3.16 – *Identique à la figure 3.1 après correction du niveau de lumière diffusée en utilisant les cartes de la figure 3.15. La comparaison avec la figure 3.1 montre que les gradients d'intensité au-dessus du limbe sont maintenant plus forts et les isophotes pratiquement circulaires.*

Bibliographie

[1] Auchère, F., DeForest, C. E. & Artzner, G. 2000, *In-Flight Determination of the Plate Scale of the Extreme-ultraviolet Imaging Telescope* Astrophys. Journ. Lett., 529: L115-L117

[2] Auchère, F., Hassler, D. M., Slater, D. C. & Woods, T. N. 2000, *SwRI/LASP sounding rocket inter-calibration with the EIT instrument on board SOHO*, Sol. Phys., accepted, to be published

[3] Defise, J.-M., Clette, F. & Auchère, F. 1999, *In-flight characterization and compensation of the optical properties of the EIT instrument, EUV, X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy X*, Siegmund, O. H., Flanagan, K. A. eds., SPIE, 3765: 341-350

[4] Defise, J.-M. 1999, *Analyse des Performances Instrumentales du Télescope Spatial EIT*, Thèse de doctorat, Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées

[5] Kuhn, J. R., Lin, H. & Loranz, D. 1991, *Gain calibrating non uniform image-array data using only the image data,* Publ. Astron. Soc. Jap., 103: 1097-1108

[6] Lucy, L. B. 1974, *An iterative technique for the rectification of observed distributions*, Aatrophys. Journ., 79(6): 745-753

[7] Moses, D., Clette, F., Delaboudinière, J.-P., Artzner, G. E., Bougnet, M., Brunaud, J., Carabetian, C., Gabriel, A. H., Hochedez, J. F., Millier, F., Song, X. Y., Au, B., Dere, K. P., Howard, R. A., Kreplin, R., Michels, D. J., Defise, J. M., Jamar, C., Rochus, P., Chauvineau, J. P., Marioge, J. P., Catura, R. C., Lemen, J. R., Shing, L., Stern, R. A., Gurman, J. B., Neupert, W. M., Newmark, J., Thompson, B., Maucherat, A., Portier-Fozzani, F., Berghmans, D., Cugnon, P., van Dessel, E. L., Gabryl, J. R. 1997, *EIT Observations of the Extreme ultraviolet Sun*, Sol. Phys., 175: 571-599

[8] Richardson, W. H. 1972, *Bayesian-Based Iterative Method of Image Restoration*, J. Opt. Soc. Am., 62: 55-59

[9] Wulser, J.-P., Hudson, H. S., Nishio, M., Kosugi, T., Masuda, S., Morrison, M. 1996, *Precise Determination of the Coordinate Systems for the YOHKOH Telescopes and the Application of a Transit of Mercury*, Sol. Phys., 180(1/2): 131-156

— 4 —

Extraction du signal à 30.378 nm

Comme nous l'avons vu au chapitre 1 , EIT est un imageur large bande et de ce fait, plusieurs raies spectrales sont incluses dans chacune de ses quatre bandes passantes. Ceci ne pose pas un problème fondamental dans le cas des images enregistrées à 17.1nm, 19.5 mn et 28.4 nm, car comme toutes les raies incluses dans ces bandes passantes appartiennent à des ions du fer formés dans le même intervalle de température, leurs intensités ont des comportements similaires. La contamination de ces bandes passantes affecte donc la réponse globale, mais affecte peu les intensités relatives. En revanche, la bande passante centrée sur 30.4 nm inclut non seulement la raie qui nous intéresse ici, celle de résonance à 30.378 nm de l'ion He^+ qui est formée à 5×10^4 K et est dominée par la diffusion résonante, mais aussi des raies purement collisionnelles formées à des températures bien plus élevées de l'ordre de 1 MK, comme celle à 30.32 nm du Si^{10+} ou à 28.4 nm du Fe^{14+}, et probablement celle à 17.0 nm du Fe^{9+}. De ce fait, l'intensité mesurée par EIT à 30.4 nm a un comportement qui n'est ni celui d'une raie purement collisionnelle comme dans les trois autres bandes passantes, ni celui attendu de la raie de résonance de l'ion He^+, mais une combinaison des deux.

Après les variations spatiales de la réponse du détecteur et la lumière diffusée instrumentale qui ont été traitées dans les deux chapitres précédents, la contamination de la bande passante à 30.4 nm représente le dernier problème instrumental que nous devons traiter pour finalement obtenir une mesure de l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ dans la couronne. Nous allons présenter dans ce chapitre deux méthodes indépendantes pour évaluer cette contamination. Comme nous allons le voir, aucune de ces deux méthodes n'est pleinement satisfaisante. En effet, comme elle est proportionnelle à la densité d'ion He^+, la composante la plus intéressante de la raie à 30.378 nm l'He^+ pour obtenir des diagnostics des conditions physiques régnant dans la couronne est la composante de diffusion résonante. Or nous avons vu que la composante collisionnelle, si elle devient rapidement minoritaire, peut représenter jusqu'à 20% du flux total près du limbe. Il est donc intéressant d'être capable de mesurer directement l'intensité la composante de diffusion résonante. C'est ce que fait la première méthode présentée, mais celle-ci est aussi la moins fiable des deux. La seconde, plus précise, ne donne que l'intensité totale de la raie toutes composantes confondues, ce qui limite les capacités de diagnostic.

4.1 Première méthode : un modèle des composantes collisionnelles

La première méthode pour évaluer la contamination de la bande passante à 30.4 nm de EIT et ainsi mesurer l'intensité de la raie à 30.378 nm de l'ion He^+ a été proposée par J.-P. Dela-

boudinière [5]. Cette méthode a l'avantage de permettre d'extraire directement la composante de diffusion résonante, et non l'intensité totale de la raie. Elle est basée sur la constatation que la diffusion résonante est la seul processus de formation d'une raie d'émission qui donne une intensité proportionnelle à l'intégrale de la densité électronique sur la ligne de visée, et non au *carré* de la densité électronique. Pour le montrer, examinons les expressions des intensités associées aux trois principaux mécanismes de formation des raies coronales.

4.1.1 Différences de comportement des diverses composantes

Nous avons vu dans l'annexe A que l'intensité de la composante collisionnelle d'une raie d'émission correspondant à la transition entre deux niveaux j (niveau haut) et i (niveau bas) de l'ion Z^{m+} est donnée par :

$$I_c = 0.85\mathrm{A_Z}\frac{h\nu}{4\pi}\int_l G_c(T){N_e}^2\ \mathrm{d}l \qquad \text{avec} \qquad G_c(T) = \frac{N_{Z^{m+}}}{N_Z}C_{fj}Br_{ji} \tag{4.1}$$

où 0.85 est l'abondance coronale d'hydrogène par rapport aux électrons, $\mathrm{A_Z}$ est l'abondance de l'élément Z par rapport à l'hydrogène, ν est la fréquence centrale de la raie, h est la constante de Planck, et où dans $G_c(T)$ appelée fonction de contribution collisionnelle, C_{fj} est le coefficient de collisions entre le niveau fondamental et le niveau j de l'ion, $N_{Z^{m+}}/N_Z$ est la fraction d'ionisation de l'ion, et Br_{ji} est le rapport de branchement de la transition. Une raie coronale peut aussi se former par recombinaison radiative, et nous pouvons généraliser à tout autre raie l'expression de l'intensité donnée par l'équation 2.12 dans le cas de la raie à 30.378, soit :

$$I_r = 0.85\mathrm{A_Z}\frac{h\nu}{4\pi}\int_l G_r(T){N_e}^2\ \mathrm{d}l \qquad \text{avec} \qquad G_r(T) = \frac{N_{Z^{(m+1)+}}}{N_Z}\alpha^j_{\mathrm{ra}}(Z^{m+})Br_{ji} \tag{4.2}$$

où dans la fonction de contribution de recombinaison $G_r(T)$, $\alpha^j_{\mathrm{ra}}(Z^{m+})$ est le coefficient de recombinaison radiative de l'ion $Z^{(m+1)+}$ vers le niveau j de l'ion Z^{m+}. Enfin, nous pouvons de même obtenir une expression générale de l'intensité associée au processus de diffusion résonante à partir de l'expression développée au paragraphe 2.2.3 pour le cas de l'He^+, soit :

$$I_d = 0.85\mathrm{A_Z}\frac{h\nu}{4\pi}\int_l G_d(\Omega,I_0,T)N_e\ \mathrm{d}l \quad \text{avec} \quad G_d(\Omega,I_0,T) = \frac{N_{Z^{m+}}}{N_Z}P_{ij}(\Omega,I_0,D)Br_{ij} \tag{4.3}$$

où dans la fonction de contribution $G_d(\Omega,I_0,T)$, $P_{ij}(\Omega,I_0)$ est la probabilité de photoexcitation, qui dépend de l'angle solide Ω sous tendu par la chromosphère en un point de la couronne, de l'intensité I_0 de la chromosphère, de la fonction de redistribution $p(\theta)$ de la diffusion, et du facteur de profil $D(w_{\|},\sigma_C,T)$, lequel inclut les effets du doppler dimming.

Dans les trois expressions précédentes, les variations d'intensité sont essentiellement déterminées par celles de la densité électronique, et dans une faible mesure par celles de la température. En effet, la température varie en général peu dans l'intervalle de la ligne de visée responsable de la majorité l'intensité d'une raie, et donc les fonctions de contribution des composantes collisionnelle et de recombinaison sont à peu près constantes. Par contre, la densité électronique décroît de façon exponentielle au-dessus du limbe, et régit de ce fait les variations d'intensité des composantes collisionnelle et de recombinaison, dont l'intensité peut donc s'écrire :

$$I_c \propto \int_l {N_e}^2 \, \mathrm{d}l \qquad \text{et} \qquad I_r \propto \int_l {N_e}^2 \, \mathrm{d}l$$

Comme ces deux composantes sont proportionnelles à la même quantité et qu'elles sont en fait toutes deux le résultat de collisions entre des ions et des électrons, nous les désignerons par la suite indifféremment par l'expression "composantes collisionnelles". De façon similaire, la température variant peu, les variations de la fonction de contribution $G_d(\Omega,I_0,T)$ se réduisent à la décroissance de l'angle solide Ω avec la distance à la surface de la chromosphère. Les variations d'intensité d'une raie de diffusion résonante sont donc proportionnelles à l'intégrale sur la ligne de visée du produit de l'angle solide par la densité électronique :

$$I_d \propto \int_l \Omega(r) N_e \, \mathrm{d}l$$

Il existe donc une différence fondamentale de comportement entre une raie formée par collisions et une raie formée par diffusion résonante. Une raie formée par diffusion résonante voit son intensité décroître au-dessus du limbe comme la densité électronique, donc bien plus lentement qu'une raie formée par collisions dont l'intensité décroît comme le carré de la densité électronique. Cette différence est mise à profit dans la méthode proposée par J.-P. Delaboudinière pour séparer la composante de diffusion résonante de la raie à 30.378 de l'ion He^+ des autres composantes du flux mesuré dans la bande passante à 30.4 nm de EIT.

4.1.2 Soustraction des composantes collisionnelles

Dans la bande passante à 30.4 nm de EIT, la raie à 30.378 m de l'ion He^+ a une composante de diffusion résonante et une composante collisionnelle, alors que les autres raies sont purement collisionnelles. Le signal enregistré dans cette bande passante peut donc être exprimé sous la forme :

$$\begin{aligned} \Phi_{30.4\ \mathrm{nm}} &= \Phi^{\mathrm{He}^+} + \Phi^{\mathrm{Si}^{10+}} + \Phi^{\mathrm{Fe}^{8+}} + \Phi^{\mathrm{Fe}^{14+}} + \ldots \\ &= \mathrm{a}_1 \left(I_d^{\mathrm{He}^+} + I_c^{\mathrm{He}^+} \right) + \mathrm{a}_1 I_c^{\mathrm{Si}^{10+}} + \mathrm{a}_2 I_c^{\mathrm{Fe}^{14+}} + \mathrm{a}_3 I_c^{\mathrm{Fe}^{8+}} + \ldots \end{aligned} \tag{4.4}$$

où les coefficients a_1, a_2 et a_3 sont la réponse de la bande passante à 30.4 nm aux longueurs d'ondes des raies considérées. Comme, à part la composante de diffusion résonante de la raie de l'ion He^+, toutes les autres contributions sont proportionnelles au carré de la densité électronique, on peut écrire :

$$\Phi_{30.4\ \mathrm{nm}} = a_1 I_d^{\mathrm{He}^+} + 0.85 \frac{h\nu}{4\pi} \sum_i \left[\mathrm{a}_i \mathrm{A}_{Z_i} \int_l G_c^i(T) {N_e}^2 \, \mathrm{d}l \right] \tag{4.5}$$

l'index i référençant les composantes collisionnelles de la bande passante. Dans cette dernière équation, la somme des composantes collisionnelles peut être représentée par une composante collisionnelle unique telle que :

$$\Phi_{30.4\ \mathrm{nm}} = a_1 I_d^{\mathrm{He}^+} + 0.85 \frac{h\nu}{4\pi} k \int_l G_{30.4}(T) {N_e}^2 \, \mathrm{d}l \tag{4.6}$$

où k est un facteur de normalisation, et la fonction de contribution $G_{30.4}(T)$ est la moyenne des fonctions de contribution individuelles pondérées par les abondances et la réponse de la bande passante. L'intensité totale des composantes collisionnelles dans la bande passante à 30.4 nm peut donc être modélisé par une raie collisionnelle fictive dont la fonction de contribution dépend de la réponse de la bande passante dans l'intervalle des températures coronales. Le même traitement peut être appliqué aux trois autres bandes passantes à 17.1 nm, 19.5 nm et 28.4 nm qui, elles, ne transmettent que des raies purement collisionnelles. Si aux températures coronales, la réponse d'une de ces trois bandes passantes est proche de celle de la bande passante à 30.4 nm, alors le signal enregistré à 17.1 nm, 19.5 nm ou 28.4 nm est proportionnel au signal correspondant aux composantes collisionnelles de la bande passante à 30.4 nm. Si par exemple c'est la bande passante à 28.4 nm qui a la réponse en température la plus proche de celle de la bande passante à 30.4 nm, on écrit donc :

$$\Phi_{30.4\ \mathrm{nm}} \approx \Phi_d^{\mathrm{He}^+} + \alpha\, \Phi_{28.4\ \mathrm{nm}} \tag{4.7}$$

Il est donc possible d'obtenir l'intensité de la composante de diffusion résonante de l'He^+ en faisant la soustraction d'une image à 30.4 nm et d'une image à 28.4 nm pondérée par le facteur α. Ce facteur de proportionnalité entre le signal enregistré à 28.4 nm et le signal correspondant aux composantes collisionnelles de la bande passante à 30.4 nm peut être déterminé empiriquement en utilisant la méthode proposée par J.-P. Delaboudinière, et illustrée par la figure 4.1. Les deux images à 30.4 nm (à gauche) et à 28.4 nm (à droite) ont été enregistrées par EIT le 6 septembre 1996 à 13h 42m 28s T.U. et à 13h 31m 58s T.U. respectivement Sur l'image à 28.4 nm, une région active très intense est présente au-dessus du limbe Ouest/Sud-Ouest, et sa contrepartie à 30.4 nm est bien visible. Plusieurs études ont montré que ce genre de structure est isotherme (voir par exemple [7] ou [10]), ce qui garantit que quelles que soient leurs fonctions de contribution, les intensités de toutes les raies collisionnelles sont bien proportionnelles les unes aux autres. Si de plus dans une telle structure la diffusion résonante est négligeable devant les processus collisionnels, alors il est légitime d'identifier à cet endroit le signal enregistré à 30.4 nm avec celui enregistré à 28.4 nm. C'est ce que montrent les deux coupes radiales du panneau du bas de la figure 4.1. On constate que le signal à 30.4 nm est effectivement proportionnel au signal à 28.4 nm au niveau de la région active. Par contre, au-dessus du limbe Est les deux courbes ne s'épousent plus, le signal à 30.4 nm est nettement plus grand que le signal à 28.4 nm, ce qui montre effectivement la présence d'une composante non collisionnelle dans la bande passante à 30.4 nm. Nous avons déterminé par cette méthode que pour des couples d'images normalisées au temps de pose, le facteur de normalisation à appliquer aux images à 28.4 nm vaut $\alpha = 1.3$.

Le paramètre ainsi déterminé est invariable au cours du temps si la réponse de l'instrument er les poids relatifs des intensités des raies contribuant aux bandes passantes sont invariables. La seconde condition est vérifiée car les raies considérées sont toutes formées dans le même intervalle de température. Au cours d'étalonnages récents, il a été montré que les couches multiples des miroirs de rechange de EIT avaient changé depuis la date du lancement de SoHO, ce qui pourrait provoquer une variation du facteur α, mais cette dégradation est probablement dû à leurs conditions de stockage, et rien ne permet de prouver que le même processus s'est opéré sur le modèle de vol. Quoi qu'il en soit, nous pouvons vérifier régulièrement la valeur de ce paramètre tout au long de la mission à chaque fois qu'un structure similaire à celle montrée sur

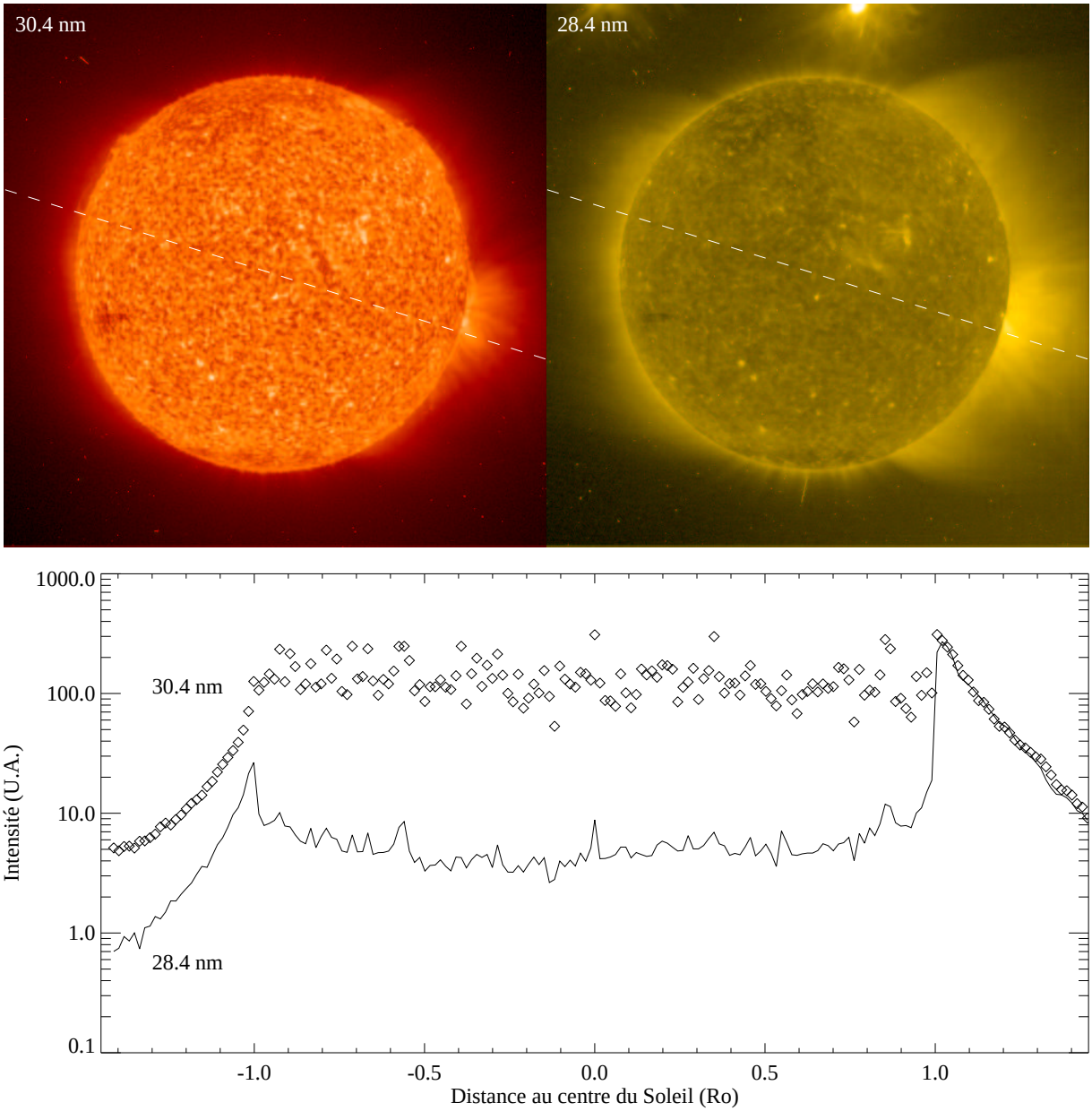

FIG. 4.1 – *Illustration de la méthode utilisée pour extraire la composante de diffusion résonante de l'ion He^+ des images enregistrées par EIT à 30.4 nm . Le panneau du haut montre deux images prises par EIT le 6 septembre 1996 à 13h 42m 28s T.U. à 30.4 nm (à gauche) et à 13h 31m 58s T.U. à 28.4 nm (à droite). Les traits pointillés montrent l'emplacement des deux coupes du panneau du bas. En supposant que dans la région active visible au-dessus du limbe Sud-Ouest tout le signal est collisionnel, et que de plus toute composante collisionnelle se comporte comme la raie du Fe^{14+}, alors en identifiant le signal à 28.4 nm (trait plein) et celui à 30.4 nm (diamants) au niveau de la région active, on peut par soustraction obtenir la composante de diffusion résonante de l'He^+.*

la figure 4.1 est visible, et la valeur obtenue est effectivement invariable.

4.1.3 Choix de la bande passante

Nous avons illustré le principe de cette méthode en utilisant la bande passante à 28.4 nm comme approximation des composantes collisionnelles de la bande passante à 30.4 nm. Mais il convient d'étudier soigneusement en fonction de leur réponse en température laquelle des trois bandes passantes à 17.1 nm, 19.5 nm ou 28.4 nm de EIT modélise effectivement le mieux ces composantes. Or la fonction de contribution $G_c(T)$ d'une raie collisionnelle dépend principalement de la fraction d'ionisation, laquelle est une fonction très piquée de la température. La figure 4.2 montre les fractions d'ionisation $N_{Z^{m+}}/N_Z$ d'ions du fer (d'après M. Arnaud et J. Raymond [2]) et du silicium (d'après M. Arnaud et R. Rothenflug [1]) dont des raies sont incluses dans les bandes passantes de EIT. Ces fractions ont été calculées en faisant les hypothèses classiques sur l'équilibre d'ionisation, c'est à dire avec des fonctions de distributions des vitesses maxwelliennes. Adopter des hypothèses différentes modifierait ces courbes, mais par leur étagement général en fonction de la température. Les courbes en trait pointillé correspondent aux calculs plus anciens de M. Arnaud et R. Rothenflug [1] pour les ions du fer. Les différences entre les deux ensembles de courbes s'expliquent par les progrès faits en moins de dix ans sur la connaissance des paramètres atomiques. L'étalement en température particulièrement important de la courbe du Fe^{8+} est du à la présence d'une couche fermée dans sa configuration électronique. Ces courbes montrent que dans les régions froides de la couronne comme les trous coronaux, où le plasma est à une température inférieure à 1 MK [4], le Fe^{8+} et le Fe^{9+} sont crées préférentiellement par rapport aux autres ions car la température est insuffisante pour créer les états d'ionisation supérieurs. Dans les régions de température plus élevée, de l'ordre de 1 MK, les ions Fe^{11+} et Fe^{14+} sont formés eux-aussi. A encore plus haute température dans les streamers équatoriaux ou les régions actives, le Fe^{8+} et le Fe^{9+} sont complètement détruits et seuls les états d'ionisation les plus élevés sont formés. L'intensité d'une raie d'un ion est affectée par cette réponse en température. En simplifiant, une image de la couronne dans une raie du Fe^{8+} montre les régions ayant une température comprise entre 0.3 MK et 1.2 MK, alors qu'un image dans une raie du Fe^{9+} montre les régions ayant une température comprise entre 1.3 MK et 3 MK. Ceci explique les différences d'aspect des images de la couronne dans les quatre bandes passantes de EIT [8].

Nous savons que la bande passante à 30.4 nm de EIT inclut la raie à 30.332 nm du Si^{10+}, et dans un moindre mesure celle à 28.4 nm du Fe^{14+}. Mais comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2, il existe une incertitude sur l'amplitude du second ordre des couches multiples dans la bande passante à 30.4 nm. Ceci est d'importance car alors deux cas se présentent : soit le second ordre est faible et alors seules les raies du Si^{10+} et du Fe^{14+} sont susceptibles de contaminer la bande passante, soit les second ordre est grand et alors la raie à 17.1 nm du Fe^{9+} peut elle aussi être transmise. Dans le premier cas, l'examen de la figure 4.2 montre que la réponse en température du Si^{10+} se situe entre celle du Fe^{11+} et celle du Fe^{14+}Ė le choix de l'une ou l'autre des bandes passantes à 19.5 nm ou 28.4 nm semble donc indifférent. Si l'on choisit la bande passante à 28.4nm, le Fe^{14+} étant plus sensible à des températures plus élevées que le Si^{10+} l'intensité modélisée sera trop faible dans les trous coronaux et trop élevée dans les streamers ou les régions actives. Inversement, si l'on choisit la bande passante à 19.5 nm comme approximation, l'intensité modélisée sera trop grande dans les trous coronaux et trop faible dans les régions actives, l'erreur faite dépend de l'amplitude des variations de température entre les différentes régions.

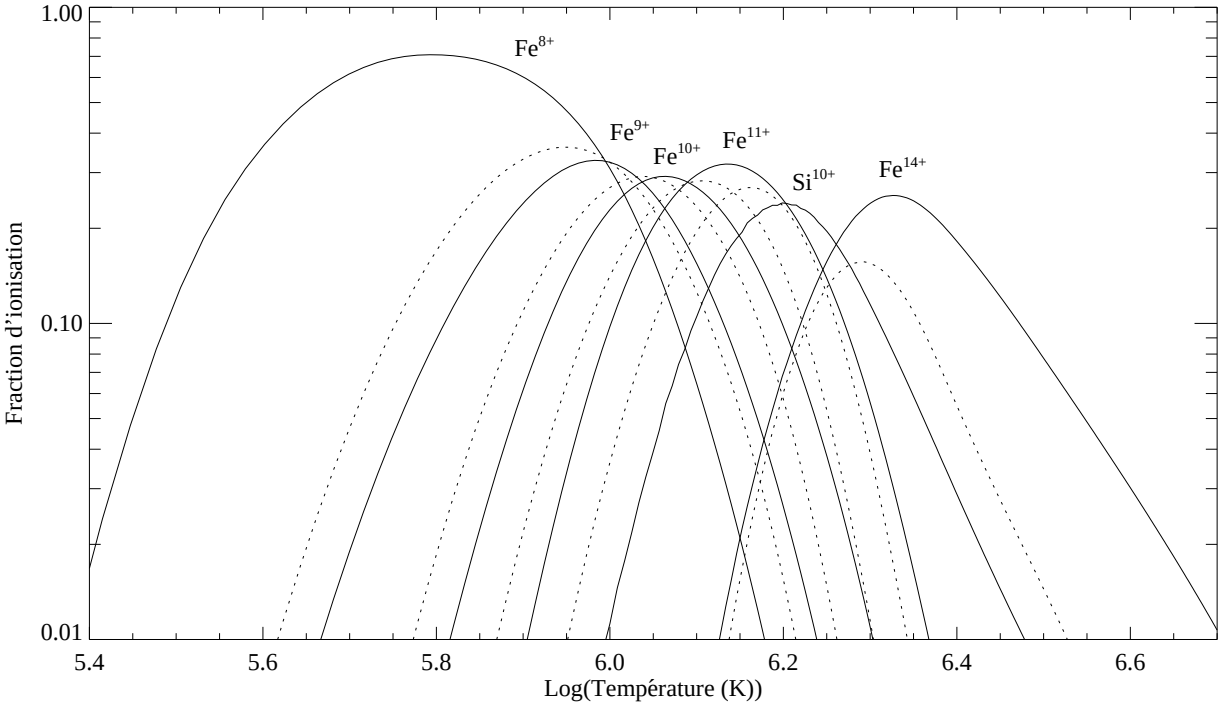

FIG. 4.2 – *Fractions d'ionisation des ions du fer (d'après M. Arnaud et J. Raymond [2]) et du silicium (d'après M. Arnaud et R. Rothenflug [1]) dont des raies spectrales sont inclues dans les bandes passantes de EIT. Les traits pointillés correspondent aux précédents résultats de M. Arnaud et R. Rothenflug [1] pour les ions du fer.*

Dans le second cas, c'est à dire si la raie du Fe^{9+} est elle aussi transmise dans la bande passante à 30.4 nm, la réponse en température du Fe^{9+} est tellement différente de celle du Si^{10+} qu'il est illusoire de vouloir modéliser les deux par une seule et unique raie. Comme le Fe^{9+} a une réponse en température qui s'étend largement vers les basses températures par rapport au Fe^{11+} ou au Fe^{14+} alors si la bande passante à 30.4 nm transmet la raie à 17.1 nm du Fe^{9+} l'intensité modélisée par la bande passante à 19.5 nm ou à 28.4 nm beaucoup trop faible dans les régions froides. Si il en est ainsi, alors la soustraction des composantes collisionnelles ne retirera pas suffisamment de signal dans les trous coronaux, et l'intensité correspondante de la raie de résonance de l'He^{+} sera surestimée. Ce biais pourrait expliquer l'excès d'intensité de la raie de résonance de l'He^{+} mentionné par J.-P. Delaboudinière [5] au-dessus des trous coronaux.

Finalement, plusieurs arguments semblent montrer que le signal enregistré à 28.4 nm est plus adapté que celui à 17.1 nm ou 19.5 nm pour représenter les composantes collisionnelles de la bande passante à 30.4 nm. Premièrement, la raie à 28.4 nm du Fe^{14+} est transmise par la bande passante à 30.4, donc cette composante au moins est bien modélisée par le signal enregistré à 28.4 nm. Deuxièmement, si le second ordre des couches multiples est suffisamment faible pour ne pas transmettre la raie à 17.1 nm du Fe^{9+}, les ions responsables des raies coronales transmises par la bande passante à 30.4 nm ont des températures de formation élevées proches de celle du Fe^{14+}. Finalement, les observations de régions actives intenses comme celle de la figure 4.1 montrent que seul le signal enregistré à 28.4 nm s'accorde au-dessus du limbe avec celui enregistré à 30.4 nm. Ces caractéristiques tendent à prouver que la bande passante à 30.4

nm a une réponse aux températures élevées similaire à celle de la bande passante à 28.4 nm, ce qui est confirmé par la méthode d'analyse par DEM présentée dans la section suivante. En conclusion, il semble que malgré l'incertitude existant sur l'étalonnage des bandes passantes et les limitations inhérentes quand à l'interprétation des résultats, il soit raisonnable de modéliser les composantes collisionnelles de la bande passante à 30.4 nm par le signal enregistré à 28.4 nm.

4.2 Seconde méthode : analyse par DEM

La seconde méthode que nous avons utilisée est basée sur une méthode d'analyse du spectre ultraviolet initialement développée par S. R. Pottasch [9]. Nous avons vu dans l'annexe A que l'intensité d'une raie coronale collisionnelle optiquement mince s'écrit :

$$I = 0.85\mathrm{A_Z}\frac{h\nu_{ij}}{4\pi}\int_l G_c(T){N_e}^2\ \mathrm{d}l \qquad \text{avec} \qquad G_c(T) = \frac{N_{Z^{m+}}}{N_Z}C_{fj}Br_{ji} \tag{4.8}$$

On définit alors la grandeur $Q(T)$ appelée "differential emission measure" (DEM) et telle que ${N_e}^2\ \mathrm{d}l = Q(T)\ \mathrm{d}T$. Avec ce formalisme, l'équation précédente se réécrit sous la forme :

$$I = 0.85\mathrm{A_Z}\frac{h\nu}{4\pi}\int G_c(T)Q(T)\mathrm{d}T \tag{4.9}$$

La DEM $Q(T)$ est une mesure fondamentale de l'émissivité du plasma coronal en fonction de la température. En principe, comme la fonction $G_c(T)$ se calcule simplement à partir de données de physique atomique, il est possible d'inverser l'intégrale ci-dessus pour obtenir la fonction $Q(T)$. En pratique, les observations et les méthodes numériques d'inversion ne garantissent pas l'unicité de la solution. De plus l'intégration sur la ligne de visée introduit une incertitude supplémentaire et de ce fait, les courbes de DEM ne sont en général calculables qu'en se donnant un modèle d'atmosphère solaire. D'un autre côté, si l'on connaît la DEM en fonction de la température, l'équation 4.9 permet de calculer l'intensité de n'importe quelle raie coronale formée par collisions. J. W. Cook, J. S. Newmark et J. D. Moses [3] ont développé une méthode permettant de construire une courbe de DEM en chaque point du champ de vue de EIT, dans un intervalle de température allant de 50000 K à 3 MK, à partir des images enregistrées dans les quatre bandes passantes. Ces courbes sont alors utilisées pour calculer l'intensité de toute raie coronale, et en particulier de celles contribuant aux bandes passantes de EIT.

Le programme CHIANTI [6] permet de calculer l'intensité de toute raie dont les paramètres atomiques sont inclus dans sa base de données si l'on se donne une courbe de DEM et une pression électronique N_eT. CHIANTI n'inclut que les processus collisionnels dans le calcul de la population des niveaux d'énergie, et ne peut calculer que les intensités de raies optiquement minces. Comme la raie à 30.4 nm de l'He^+ n'est pas majoritairement formée par collisions mais par diffusion résonante, elle est mal adaptée au traitement par DEM, et n'est donc pas correctement calculée par CHIANTI, mais les autres raies incluses dans les bandes passantes de EIT étant effectivement collisionnelles, elles ne posent pas de problème particulier.

La méthode développée par J. W. Cook et al. pour obtenir $Q(T)$ en tout point du champ de vue de EIT est basée sur la constatation que la courbe représentative de la DEM en fonction de la température a les mêmes caractéristiques générales quelle que soit la région observée.

Elle décroît régulièrement de 1×10^5 K jusqu'à un minimum en 3×10^5 K, puis croît jusqu'à un maximum en 1.2×10^6 K, puis décroît de nouveau. Ces caractéristiques s'expliquent en analysant les variations de la fonction de pertes radiatives en fonction de la température. Les positions et les valeurs des minimum et maximum varient suivant la région de la couronne, mais l'aspect général de la courbe de DEM reste le même. La méthode suppose ainsi pour chaque pixel une courbe de DEM initiale puis la modifie par une transformation quadratique qui ne change pas ses caractéristiques générales mais permet de reproduire les intensités observées dans les quatre bandes passantes. Les courbes de DEM ainsi obtenues, constituent une carte de DEM de la couronne et peuvent être utilisées pour calculer l'intensité de toute raie coronale dont la température de formation est incluse dans l'intervalle de température couvert par les bandes passantes de EIT. La courbe de DEM initiale est choisie parmi les trois courbes standard utilisées par le programme CHIANTI [6] selon que le pixel considéré correspond à une région de Soleil calme, à un trou coronal ou à une région active.

Chacune des bandes passantes de EIT inclut plusieurs raie spectrales et de ce fait il n'existe par de correspondance directe entre l'intensité mesurée et une température particulière. Mais comme les bandes passantes ont tout de même une réponse maximale pour une certaine raie ou un certain régime de température, la méthode fait l'approximation que chaque bande passante est entièrement formée à sa température de réponse maximale. Cette approximation est justifiée dans le cas des bandes passantes à 17.1 nm, 19.5 nm et 28.4 nm car comme elles n'incluent que des raies formées à des températures voisines, leur réponse en température ne présente effectivement qu'un pic étroit. Mais la bande passant à 30.4 nm pose problème car elle transmet non seulement la raie de à 30.378 nm de l'ion He^+ formée à 50000 K, mais aussi des raie formées à des températures bien plus élevées, de l'ordre de 1 MK, et de ce fait sa réponse en température présente deux pics et sa position sur la courbe de DEM est incertaine. De plus, comme elle n'est pas majoritairement formée par collisions, l'intensité de la raie à 30.378 nm de l'He^+ n'est pas fonction du carré de la densité électronique et ne se prête donc pas bien à l'analyse par DEM. Comme la méthode utilisée ne prend en compte que les processus collisionnels et que la majorité de l'intensité de la raie de l'He^+ est produite par diffusion résonante, la méthode rehausse artificiellement la DEM aux basses températures pour reproduire l'intensité observée.

Ces incertitudes sur la réponse en température de la bande passante à 30.4 nm peuvent avoir une influence certaine sur la courbe de DEM pour les température inférieures à 50000 K et donc biaiser l'intensité calculée des raies formées à ces températures. En revanche, la partie de la courbe de DEM correspondant aux températures supérieures, entre 1 MK et 3 MK, est bien déterminée par les trois bandes passantes à 17.1 nm, 19.5 nm et 28.4 nm, dont la réponse en température est précise et dont les raies sont effectivement collisionnelles. Ainsi, ces trois bandes passantes imposent une contrainte forte à la portion de la courbe de DEM correspondant aux hautes températures, et celle-ci n'est donc que peu affectée par des modifications importantes de la contribution de la bande passante à 30.4 nm. Or à part celle de l'He^+, les raies contribuant aux bandes passantes de EIT dans la couronne sont toutes formées à des températures comprises entre 1 MK et 3 MK, pour lesquelles la DEM est bien définie par les trois seules bandes passantes à 17.1 nm, 19.5 nm et 28.4 nm. Les intensités calculées pour toutes les raies autres que celle de l'He^+ incluses dans la bande passante à 30.4 nm sont donc fiables. De plus, la condition d'autocohérence de cette méthode est de reproduire les intensités observées dans les quatre bandes passantes, l'intensité de la raie de l'He^+ est en fait elle-aussi correcte, bien qu'elle ne soit

pas proportionnelle au carré de la densité électronique et ne puisse donc pas être modélisée par DEM. Comme la somme des contributions calculées reproduit le signal enregistré, l'intensité de la raie de l'He^+ s'obtient soit directement, soit en retranchant la somme des contributions des raies contaminantes de l'image à 30.4 nm d'origine.

Plus élaborée que la méthode présentée dans la section précédente, celle-ci a l'avantage de modéliser les composantes collisionnelles de la bandes passante à 30.4 nm en prenant en compte les différences entre leurs réponses en température. D'un autre côté, la première méthode ne requiert pas de connaissance précise des caractéristiques des bandes passantes alors que l'analyse par DEM est sensible aux erreurs d'étalonnage.

4.3 Comparaison des deux méthodes

Afin d'évaluer leur fiabilité et leur cohérence, il convient de comparer les résultats des deux méthodes décrites dans les sections 4.1 et 4.2. Remarquons tout d'abord que ces deux méthodes ne permettent pas de mesurer exactement la même grandeur physique. Le première méthode fournit la contribution de toutes les composantes collisionnelles transmises par la bande passante à 30.4 nm, y compris la composante collisionnelle de la raie de résonance de l'He^+. La seconde méthode ne faisant pas la distinction entre les composantes collisionnelles et de diffusion résonante de la raie de l'He^+, elle permet d'obtenir l'intensité totale de la raie, toutes composantes confondues. Ceci limite a priori les interprétations, mais comme la composante collisionnelle de la raie de l'He^+ devient rapidement négligeable au-dessus du limbe, les intensités fournies par les deux méthodes sont tout de même comparables.

A partir de quatre images enregistrées par EIT dans les quatre bandes passantes le 1996, nous avons calculé par la méthode d'analyse par DEM la somme des contributions de toutes les raies transmises par la bande passante à 30.4 nm, sauf celle de l'He^+. Le résulta est l'image en haut et à gauche de la figure 4.3. Les trois autres images sont les images enregistrées par EIT dans les trois bandes passantes à 17.1nm, 19.5 nm et 28.4 nm et qui peuvent toutes a priori, comme nous l'avons vu dans la section 4.1, servir d'approximation pour la somme des contributions collisionnelles dans la bande passante à 30.4 nm. Les isophotes superposés aux images sont tous séparés d'un facteur 0.7. La somme des contributions obtenues par analyse par DEM est remarquablement semblable à l'image à 28.4 nm, les isophotes étant pratiquement identiques, alors que les images obtenues à 17.1 nm et 19.5 nm montrent des gradients nettement plus importants au-dessus du limbe. Ces caractéristiques se retrouvent sur les coupes radiales de la figure 4.4, les huit panneaux correspondant aux angles marqués sur la première image de la figure 4.3. Les courbes en trait plein représentent le signal modélisé par la méthode d'analyse par DEM. Les courbes en trait pointillé représentent le signal à 28.4 nm, les + représentent le signal à 17.1 nm et les $\times$ le signal à 19.5 nm. Les flux correspondants aux bandes passantes à 17.1 nm, 19.5 nm et 28.4 nm sont normalisés avec la méthode décrite dans la section 4.1. Au-dessus des pôles ($\theta = 0^o$ et $\theta = 180^o$), toutes les courbes sont globalement en accord. Ailleurs, on voit que le signal à 28.4 nm reproduit généralement mieux le modèle d'analyse par DEM que celui enregistré dans les autres bandes passantes. En particulier au-dessus des équateurs ($\theta = 90^o$ et $\theta = 270^o$) et aux latitudes intermédiaires ($\theta = 45^o$,135°,225°,315°), le signal à 17.1 nm et 19.5 nm est nettement trop faible par rapport au modèle par DEM, alors que le signal à 28.4

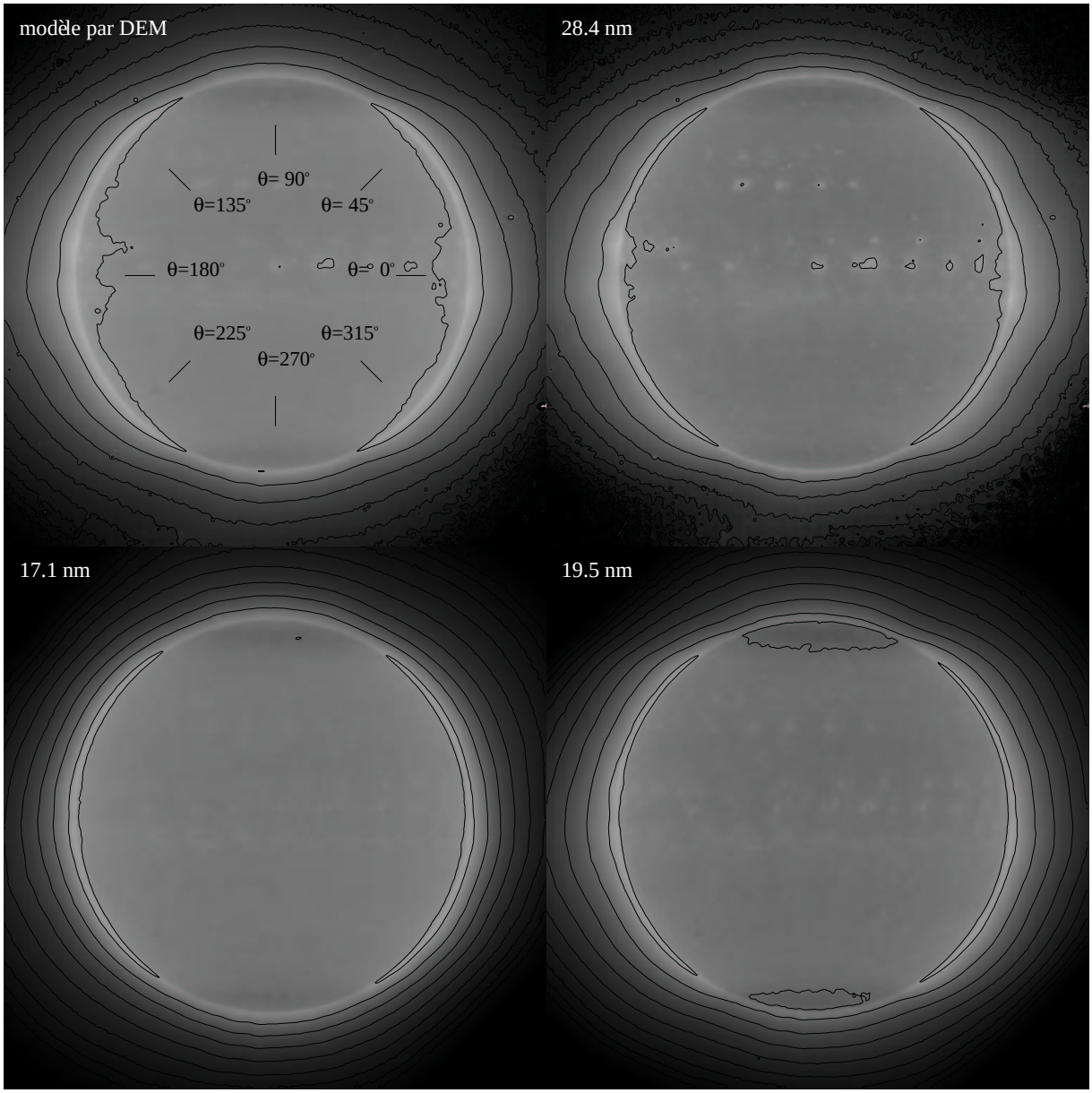

FIG. 4.3 – *Comparaison des deux méthodes utilisées pour mesurer l'intensité de la raie de résonance de l'He$^+$ à partir des images enregistrées à 30.4 nm par EIT. En haut à gauche, le résultats de l'analyse par DEM. Les trois autres panneaux sont les images correspondantes à 17.1 nm, 19.5 nm et 28.4 nm. L'image à 28.4 nm est remarquablement semblable à la carte des contaminants obtenue par DEM. Les deux autres images à 17.1 nm et 19.5 nm sont nettement différentes, avec en particulier des gradients bien plus forts au-dessus du limbe. Ceci confirme que la réponse en température de la bande passante à 30.4 nm est proche de la celle de la bande passante à 28.4 nm pour les hautes températures, et justifie le choix de la bande passante à 28.4 nm comme modèle des contaminants.*

nm est en bon accord. Les écarts constatés à $\theta = 45^o$ et $\theta = 225^o$ au-dessus de 1.5 $R_\odot$ sont

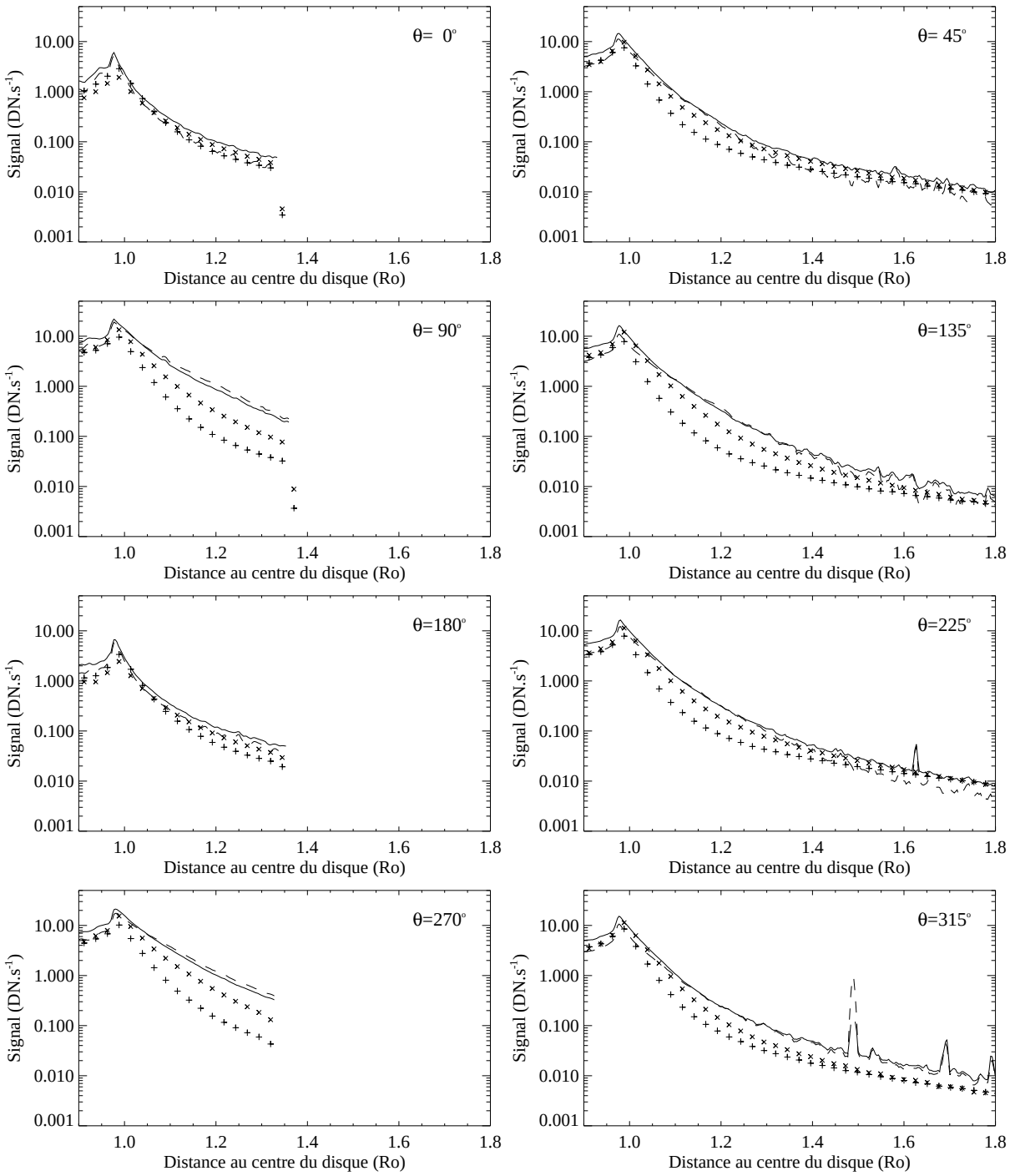

Fig. 4.4 – *Coupes radiales correspondant aux latitudes marquées sur la première image de la figure 4.3. On constate que le signal à 28.4 nm (trait pointillé) s'accorde bien avec la somme des composantes collisionnelles de la bande passante à 30.4 nm obtenue par analyse par DEM, alors que l'écart peut être important avec le signal à 17.1 nm (+) ou à 19.5 nm (×).*

probablement dûs à une surestimation du niveau de lumière diffusée, car à ces distances, elle est extrapolée à partir des mesures faites lors du transit de Mercure (voir le chapitre 3).

On constate donc une similarité générale entre le flux total des raies collisionnelles transmises par la bande passante à 30.4 nm et le flux à 28.4 nm, ce qui montre que la réponse en température de la bande passante à 30.4 nm est très proche de celle de la bande passante à 28.4 nm pour les températures coronales. Il semble donc que la raie à 17.1 nm du Fe^{8+} qui est formée à nettement plus basse température que celle à 28.4 nm du Fe^{14+} (voir la figure 4.2), n'est pas transmise par la bande passante à 30.4 nm. Les composantes collisionnelles sont donc correctement modélisées dans les régions froides de la couronne et de ce fait, l'excès d'intensité de la raie de l'He$^+$ observé au-dessus des trous coronaux par J.-P.Delaboudinère n'est probablement pas un artefact produit par la contamination de la bande passante à 30.4 nm par la raie du Fe^{8+}. De plus, le bon accord des valeurs numériques des flux montre que la méthode de normalisation du signal à 28.4 nm présentée dans la section 4.1 est cohérente avec les résultats de l'analyse par DEM. En conclusion, il semble que la méthode de soustraction donne des résultats très proches de ceux de l'analyse par DEM si l'on choisit la bande passante à 28.4 nm. De ce fait, il paraît justifié d'utiliser les images obtenues à 28.4 nm pour modéliser les composantes collisionnelles de la bande passante à 30.4 nm, ce qui confirme le choix que nous avions fait dans la section 4.1.3.

4.4 Résultats : cartes d'intensité de la raie de l'He$^+$

Chacune des deux méthodes décrites dans les sections 4.1 et 4.2 sont utilisables pour obtenir une carte d'intensité de la raie de résonance de l'He$^+$ à partir de n'importe quelle image à 30.4 nm de la base de données de EIT. Afin d'illustrer les résultats obtenus, nous avons choisi de présenter trois jeux de données. Nous avons sélectionné des images pour lesquelles les problèmes d'étalonnage sont censés être minimum. Ainsi, nous n'avons utilisé que des images prises avec un filtre d'aluminium supplémentaire (configuration dite "Al+1") afin de réduire au maximum l'effet des fuites de lumière blanche (voir le chapitre 1), nous avons préféré n'utiliser que des images prises en 1996 alors que la dégradation du détecteur était faible. Les images d'origine ont été corrigées de la fonction de vignettage, de la grille, des variations spatiales de la réponse du détecteur (voir le chapitre 2) et de la lumière diffusée (voir le chapitre 3).

La figure 4.5 montre les cartes d'intensité de la raie de résonance à 30.378 nm de l'He$^+$ obtenues pour le 30 mai 1996. L'image de gauche a été obtenue avec la méthode d'analyse par DEM, et l'image de droite avec la méthode de soustraction. La similarité des isophotes confirme le fait que les deux méthodes d'évaluation de la contribution des raies contaminant la bande passante à 30.4 nm de EIT donnent des résultats pratiquement identiques. Les isophotes sont pratiquement circulaires, voire légèrement allongés dans le sens Nord/Sud. Le signal détecté en bord de champ étant très faible, le bruit devient gênant en bord de champ des cartes de la figure 4.5. Pour pallier cet inconvénient, nous avons calculé des cartes d'intensité moyennées sur une rotation solaire (27 jours). De telles cartes sont présentées sur la figure 4.6 pour les mois de février (à gauche) et de juin (à droite) de l'année 1996. Ces cartes on été obtenues par la méthode de soustraction. Les isophotes ont un aspect général similaire à ceux de la figure 4.5. Sur l'image de février 1996, le dépointage de SOHO de 3 minutes d'arc vers le Sud permet de détecter l'émission de la raie de l'He$^+$ jusqu'à 1.6 $R_\odot$ au-dessus du pôle sud.

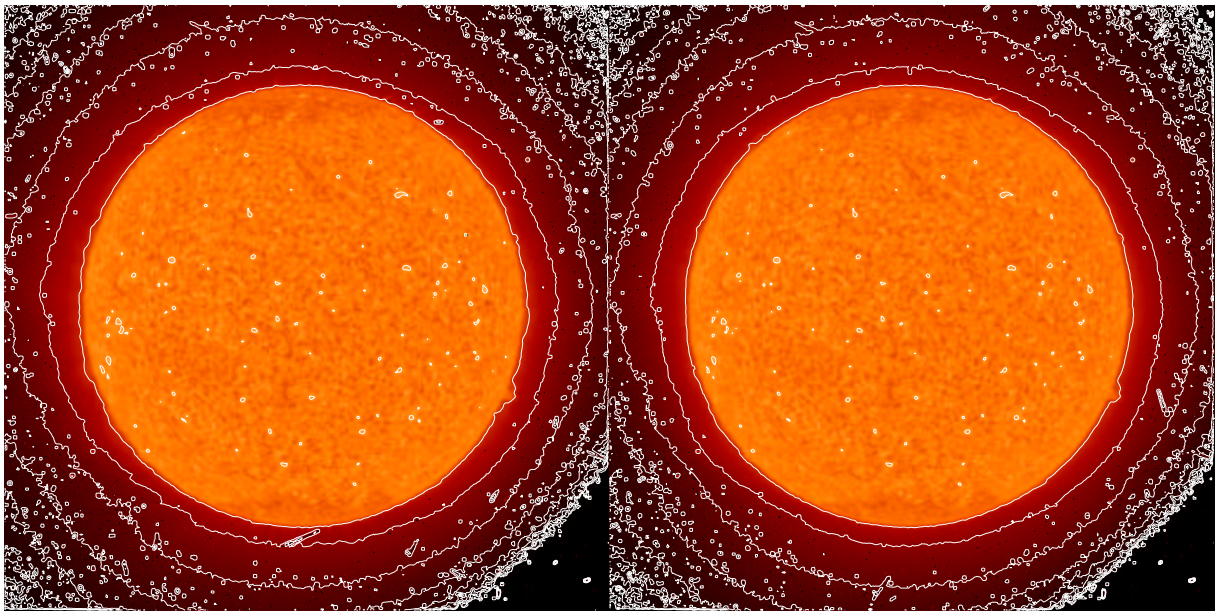

Fig. 4.5 – *Résultat des deux méthodes utilisées pour obtenir l'intensité de la raie de résonance à 30.378 nm de l'He$^+$ à partir des images enregistrées par EIT à 30.4 nm. A gauche, le résultat de l'analyse par DEM. A droite, le résultat de la méthode de soustraction pour le 30 mai 1996. Les images obtenues sont très similaires, ce qui indique que les deux méthodes sont cohérentes entre elles.*

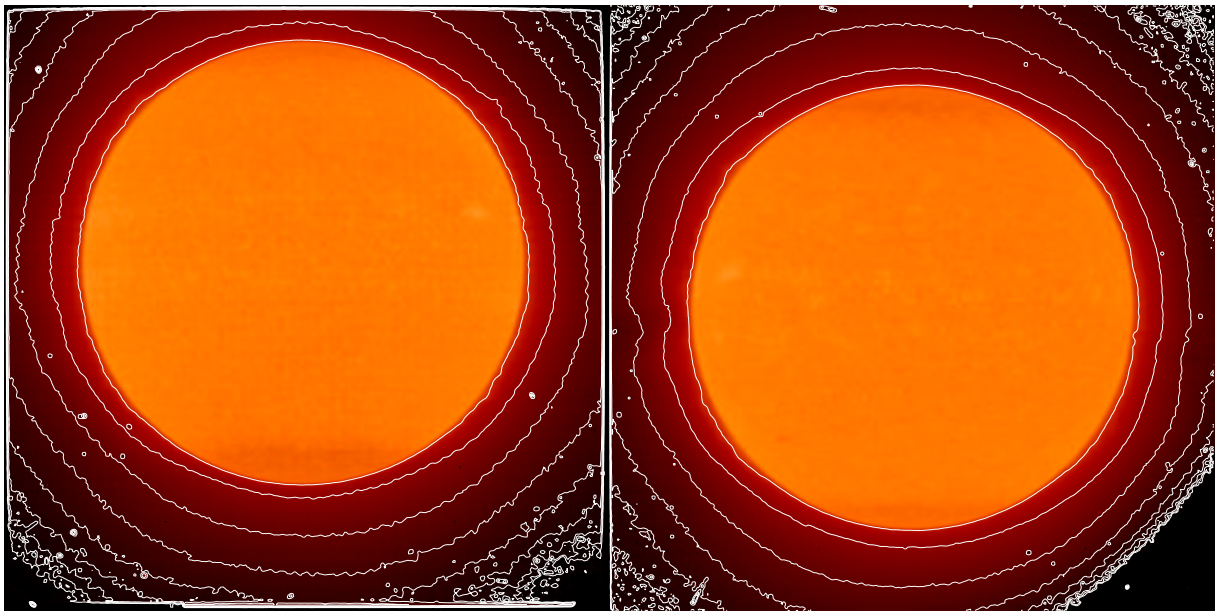

Fig. 4.6 – *Similaire à la figure 4.5, mais pour des images moyennées sur une rotation solaire en février (à gauche) et juin 1996 (à droite).*

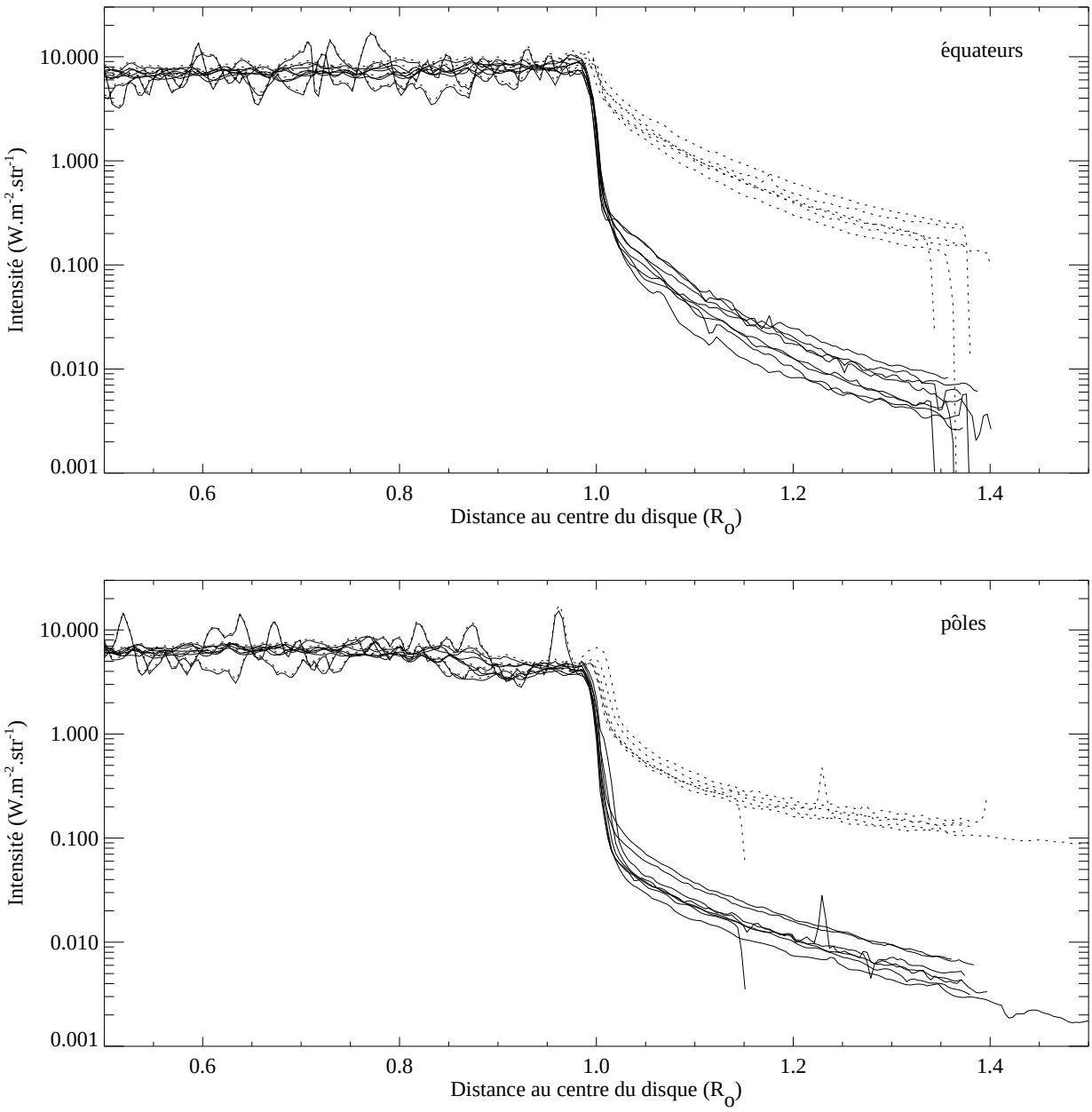

FIG. 4.7 – *Coupes d'intensité équatoriales (panneau du haut) et polaires (panneau du bas). Les courbes en trait plein correspondent aux intensités des quatre images des figures 4.5 et 4.6. Les courbes en trait pointillé correspondent aux données brutes, avant correction des effets instrumentaux.*

La figure 4.7 montre les coupes équatoriales et polaires correspondant aux quatre images des figures 4.5 et 4.6. Afin de montrer l'influence des correction appliquées aux images, les courbes correspondant au données brutes sont indiquées en trait pointillé. Remarquer que les deux ensembles de courbes ont des pentes comparables. Ceci indique que la correction des effets instrumentaux influe sur le niveau d'intensité absolue, mais modifie peu les gradients. Sur le disque, les trous coronaux polaires sont visibles sur les coupes du panneau du bas comme

une chute d'intensité entre 0.9 $R_\odot$ et 1.0 $R_\odot$. Au-dessus du limbe, la dispersion des courbes correspond à un facteur 2 environ et donne un idée de la variabilité de l'émission détectée. Près du limbe, l'intensité la raie de l'He^+ dans la couronne atteint en moyenne un vingtième du niveau du disque dans les régions équatoriales, et un cinquantième dans les régions polaires. La chute d'intensité juste au-dessus du limbe est plus rapide et de plus grande amplitude au-dessus des pôles qu'au-dessus de l'équateur. A des altitudes plus grandes, la tendance s'inverse et les gradients d'intensité sont plus faibles au-dessus des pôles qu'au-dessus des équateurs.

L'aspect des cartes d'intensité des figures 4.5 et 4.6 est remarquablement similaire à celui des cartes publiées dans l'article [5] (voir par exemple la figure 5 de l'article [5]), et il en est de même pour les coupes d'intensité. Le fait que ces résultats aient été obtenus indépendamment suggère que les intensités obtenues sont probablement fiables.

Bibliographie

[1] Arnaud, M., & Rothenflug, R. 1985, *An updated evaluation of recombination and ionization rates*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 60: 425-457

[2] Arnaud, M., & Raymond, J. 1992, *Iron ionization and recombination rates and ionization equilibrium*, Astrophys. Journ., 398: 394-406

[3] Cook, J. W., Newmark, J. S. & Moses, J. D. En préparation

[4] David, C., Gabriel, A. H., Bely-Dubau, F., Fludra, A., Lemaire, P., Wilhelm, K., Measurement of the electron tempreature gradient in a solar coronal hole, Astron. Atrsophys. Lett., 1998, 336, L90-L94

[5] Delaboudinière, J.-P. 1999, *Resonance scattering of 30.4 nm chromospheric radiation by coronal singly ionized helium observed with EIT*, Sol. Phys., 188(2): 259-275

[6] Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignori Fossi, B. C., Young, P. R. 1997, CHIANTI - *an atomic database for emission lines*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 125: 149-173

[7] Feldman, U., Doschek, G. A., Schüle, U, & Wilhelm, K. 1999, *Properties of quiet-sun coronal plasmas at distances of* $1.03 \leq R_{\odot} \leq 1.50$ *along the solar equatorial plane* Astrophys. Journ., 518: 500-507

[8] Moses, D., Clette, F., Delaboudinière, J.-P., Artzner, G. E., Bougnet, M., Brunaud, J., Carabetian, C., Gabriel, A. H., Hochedez, J. F., Millier, F., Song, X. Y., Au, B., Dere, K. P., Howard, R. A., Kreplin, R., Michels, D. J., Defise, J. M., Jamar, C., Rochus, P., Chauvineau, J. P., Marioge, J. P., Catura, R. C., Lemen, J. R., Shing, L., Stern, R. A., Gurman, J. B., Neupert, W. M., Newmark, J., Thompson, B., Maucherat, A., Portier-Fozzani, F., Berghmans, D., Cugnon, P., van Dessel, E. L., Gabryl, J. R. 1997, *EIT observations of teh extreme ultraviolet sun* Sol. Phys., 175: 571-599

[9] Pottasch, S. R. 1963, *The Lower Solar Corona : Interpretation of the Ultraviolet Spectrum* Astrophys. Journ., 137: 945-966

[10] Raymond, J. C., Kohl, J. L., Noci, G., Antonucci, E., Tondello, G., Huber, M. C. E., Gardner, L. D., Nicolosi, P., Fineschi, S., Romoli, M., Spadaro, D., Siegmund, O. H. W., Benna, C., Ciaravella, A., Cranmer, S., Giordano, S., Karovska, M., Martin, R., Michels, J., Modigliani, A., Naletto, G., Panasyuk, A., Pernechele, C., Poletto, G., Smith, Peter L., Suleiman, R. M. & Strachan, L. 1997, *Composition of Coronal Streamers from the SOHO Ultraviolet Coronagraph Spectrometer* Sol. Phys. 175: 645-665

Troisième partie

Modélisation du flux coronal à 30.378 nm

— 1 —

Position du problème

Dans la discussion d'introduction nous avons présenté l'importance de l'hélium pour la physique du Soleil depuis la structure interne jusqu'au vent solaire. Nous avons par remarqué que l'hélium est intensivement étudié dans la chromosphère et dans le vent solaire à une unité astronomique (U.A.), mais que très peu de mesures existent à des distances intermédiaires, c'est à dire dans la couronne. Les mesures d'abondance en particulier ne se raccordent pas forcément aisément entre la photosphère et 1 U.A., d'où l'intérêt d'une étude observationnelle de l'hélium coronal. Puis, nous avons vu que EIT offre dans ce domaine un potentiel de diagnostic intéressant du fait de sa bande passante à 30.4 nm centrée sur la raie de résonance de l'He^+. Nous avons ainsi consacré la deuxième partie de ce mémoire à la mesure de l'intensité de cette raie à partir des images enregistrées par EIT à 30.4 nm, et nos résultats confirment globalement ceux de l'étude préliminaire effectuée par J.-P. Delaboudinière [8]. Afin d'interpréter ces observations, nous avons choisi de construire un modèle empirique de l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ dans la couronne. En comparant l'intensité observée par EIT à 30.4 nm et l'intensité prédite par notre modèle, nous devrions pouvoir d'une part tester si le signal détecté est bien attribuable à la raie de l'He^+ et d'autre part reprendre l'analyse préliminaire sur une base théorique plus solide. En particulier, nous pourrons examiner de façon plus sûre si les gradients d'intensité dans les trous coronaux polaires sont compatibles ou non avec la hauteur d'échelle de la densité électronique.

Cette démarche peut sembler téméraire quand on sait que la modélisation du spectre chromosphérique de l'hélium est un des problèmes non résolus de la physique solaire depuis près de 30 ans. En effet, même les modèles les plus complexes sous estiment systématiquement l'intensité des raies de l'hélium d'un facteur 5 à 15 (voir le paragraphe suivant) alors qu'ils reproduisent correctement les spectres des autres éléments. Or bien que ce ne soit pas totalement exclu, il semble tout de même improbable que les grandeurs physiques nécessaires aux calculs, que ce soient les paramètres atomiques (sections efficaces de collision, de recombinaison, etc...) ou les estimations des conditions physiques moyennes régnant dans la chromosphère (densité et pression électroniques, températures, abondances, etc...), soient entachés de telles erreurs. Le désaccord constaté entre les prédictions et les observations peut éventuellement être interprété par l'existence dans la chromosphère de phénomènes physiques du second ordre sans conséquences pour l'intensité des raies des autres éléments mais fondamentaux pour l'intensité des raies de l'hélium, et généralement non pris en compte dans les modèles (fonctions distributions non thermiques, turbulence, phénomènes non stationnaires, etc...).

Or si les conditions physiques régnant dans la couronne sont très différentes de celles régnant dans la chromosphère, il n'est cependant pas exclu que les mêmes processus physiques, toujours inconnus, responsables de l'échec des modèles à reproduire correctement le spectre de l'hélium

dans la chromosphère jouent aussi un rôle dans la formation du spectre de l'hélium dans la couronne. Nous discuterons au paragraphe 1.2 le fait que même si ces processus sont présents dans la couronne, de solides arguments existent pour dire que le mécanisme de production de la raie de résonance à 30.4 nm de l'He^+ doit être significativement différent dans la chromosphère et dans la couronne, en particulier à cause de l'importance dans la couronne du phénomène de diffusion résonante du flux chromosphérique par les ions He^+ coronaux. De ce fait, la modélisation est peut-être plus facile dans la couronne et donc, en dépit des difficultés, la démarche choisie est effectivement féconde. Nous décrirons au paragraphe 1.3 la méthodologie adoptée pour construire le modèle empirique d'intensité de la raie de résonance de l'He^+. Mais nous allons avant toute chose présenter au paragraphe suivant un bref historique de la modélisation du spectre chromosphérique de l'hélium, en passant en revue les différents mécanismes proposés pour tenter d'expliquer l'intensité anormale des raies. En cas de désaccord entre la modélisation de la raie de résonance à 30.4 nm dans la couronne et l'intensité observée, ce seraient bien évidemment les voies à explorer.

1.1 Le spectre chromosphérique anormal de l'hélium

Qualitativement les raies de l'hélium sont depuis longtemps connues pour avoir un comportement particulier, car elles montrent par exemple nettement les trous coronaux polaires (voir par exemple [25, 26, 7] ou n'importe quelle image prise par EIT dans sa bande passante à 30.4 nm), alors que ceux-ci sont en général difficilement détectables dans les autres raies de la région de transition [12]. D'un point de vue photométrique plus précis, aucun des modèles empiriques d'atmosphère solaire développés jusqu'à aujourd'hui n'arrive à reproduire correctement l'intensité du spectre chromosphérique de l'hélium, alors que les autres éléments ne semblent pas poser de problème majeur. Dès 1975, C. Jordan [13] a montré clairement que les intensités calculées des raies de l'hélium sont trop faibles d'un facteur au moins égal à 5 par rapport aux observations. Une étude utilisant les observations des spectrographes CDS et SUMER embarqués à bord de SoHO a récemment confirmé ce résultat [17], en montrant de plus que l'augmentation de l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ est plus importante dans les cellules de granulation que dans le réseau chromosphérique. Les raisons pour une telle différence entre les modèles et les observations sont toujours mal comprises, et de nombreux mécanismes ont été proposés pour l'expliquer.

La plupart des modèles d'origine ne prenant en compte que les processus collisionnels, une des hypothèses originales avancées pour expliquer le spectre anormal de l'hélium a été que les raies soient formées majoritairement par des processus radiatifs comme par exemple la photoionisation par le flux coronal (en dessous des limites d'ionisation de 50.4 nm pour l'hélium neutre et de 22.8 nm pour l'He^+) suivie de recombinaisons en cascades (processus de photoionisation-recombinaison, ou p-r). La proposition de ce mécanisme par T. Hirayama [11] et H. Zirin [28] a été immédiatement suivie de critiques remarquant qu'il devrait induire un fort renversement du cœur des raies à 30.4 nm de l'He^+ et à 58.4 nm de l'hélium neutre [18], renversement qui ne sont pas observés (pour la raie à 30.4 nm, voir le paragraphe 5.2.2 et les références associées). Ce renversement est prédit dans le cas d'une atmosphère plan-parallèle, mais il est toujours possible que les résultats d'un modèle plus réaliste soient différents, et on ne peut

donc pas exclure définitivement p-r de la liste des mécanismes candidats. Les rôles respectifs des processus collisionnels et radiatifs dans la formation des raies de l'hélium a longtemps été l'objet de discussions mais il semble aujourd'hui que si le processus p-r peut être important dans des régions actives, voire même dominant dans certaines éruptions (flares) [15], de nombreux travaux indiquent que p-r ne joue pas une rôle majeur dans les régions de Soleil calme où les collisions doivent être dominantes [3].

Si la formation de la raie à 30.4 nm de l'hélium est effectivement dominée par les collisions dans les régions de Soleil calme, il faut trouver quel mécanisme met les ions He^+ en contact avec des électrons suffisamment énergétiques pour expliquer les intensités observées. Des électrons plus énergétiques augmentent l'intensité de toutes les raies, mais C. Jordan a remarqué [13, 14] que si la raie à 30.4 nm de l'He^+ est bien collisionnelle, du fait de l'extrême sensibilité de son taux de collisions à la température électronique comparativement à d'autres raies collisionnelles de la région de transition, tout processus exposant les ions He^+ à des électrons plus énergétiques doit provoquer une augmentation de l'intensité plus importante à 30.4 nm que pour les raies des autres éléments. R. Shine, H. Gerola et J. R. Linsky [23] ont proposé que le mécanisme responsable de la mise en contact des ions He^+ avec des électrons énergétiques puisse être la diffusion ambipolaire de l'hélium vers des régions de température électronique plus élevée que la chromosphère. Mais les calculs effectués par J. M. Fontenla, E. H. Avrett et R. Loeser [9], récemment été complétés par le modèle de E. G. Avrett [5] incluant en plus les effets de la vitesse d'ensemble du plasma, montrent que les processus de diffusion affectent peu les ions He^+.

Il est aussi possible que des électrons de haute énergie soient directement présents dans la chromosphère. Des observations spectroscopiques confortent cette hypothèse car la largeur observée de la raie de résonance à 30.4 nm de l'ion He^+ (voir le tableau 4.1 et les références associées) est nettement plus grande que la largeur $\sigma_T = (2k_B T_{He^+}/m_{He^+})^{1/2}$ due à la température des ions He^+. Cette voie a été explorée par E. C. Shou en utilisant des fonctions de distribution de vitesse des électrons non maxwelliennes dans la région de transition. De plus, comme l'a proposé J. D. Scudder [21, 22], les électrons suprathermiques doivent être "filtrés" par le champ de gravitation. L'evaluation de ce phénomène par S. W. Anderson, J. C. Raymond et A. van Ballegooijen [1] en utilisant des fonctions de distribution κ a montré que la simple filtration gravitationnelle n'est sans doute pas suffisante pour former une fonction de distribution suffisamment non-maxwellienne pour expliquer les intensités observées des raies de la région de transition, mais d'un autre côté, A. F. Viñas, H. K. Wong et A. J. Klimas [27] ont proposé un mécanisme d'instabilité du plasma qui semble pouvoir permettre à une telle distribution de se maintenir en dépit de l'amortissement dû aux électrons thermiques. Une autre hypothèse proposée par C. Jordan pour que des électrons suprathermiques soient directement présents dans la chromosphère est qu'ils soient produits par des mouvements de micro-turbulence [13, 14]. En se basant sur les données de SERTS et de CDS, S. D. Jordan et V. Andretta [16, 2] trouvent que ce mécanisme, qu'ils nomment "redistribution de vitesse", peut augmenter significativement l'intensité de la raie à 30.4 nm de l'He^+, mais qu'il n'est toutefois pas suffisant pour expliquer totalement les intensités observées.

Finalement, certains auteurs ont proposé que le spectre anormal de l'hélium puisse être expliqué par la production continue de micro-éruptions (voir par exemple [20]). De tels mécanismes non stationnaires augmentent certes l'intensité des raies de l'hélium, mais aussi celles des autres raies de la région de transition, et ne peuvent de ce fait être retenus comme candidats. Dans

l'état actuel des connaissances, les mécanismes responsables de l'intensité anormalement grande des raies de l'hélium dans la chromosphère sont toujours mal compris. Un faisceau de preuves semble cependant indiquer que la raie à 30.378 nm de l'He^+ est formée majoritairement par collisions dans les régions de Soleil calme, p-r pouvant jouer un rôle important dans les régions actives, même s'il n'y est pas dominant. De plus, il est probable que l'anomalie observée ne soit pas due à un seul mécanisme unique, mais plutôt à l'action conjuguée, à des degrés divers, de plusieurs de ceux décrits plus haut, les principaux contributeurs semblant être la filtration gravitationnelle et la redistribution des vitesses.

1.2 Modélisation du spectre de l'hélium coronal

Il est possible que les processus physiques décrits plus haut, qui sont responsables de l'intensité anormale des raies de l'hélium dans la chromosphère, contribuent aussi à la formation des raies de l'hélium dans la couronne. Dans ce cas, la modélisation du spectre de l'hélium devrait être en erreur d'un facteur 5 environ par rapport aux observations dans la couronne tout comme dans la chromosphère. Si au contraire ces mécanismes sont propres à la chromosphère et ne sont pas présents dans la couronne, alors il est possible de calculer le spectre de l'hélium dans la couronne de façon fiable avec des modèles similaires à ceux utilisés pour les autres éléments. La comparaison de mesures de l'intensité de la raie à 30.378 de l'He^+ dans la couronne avec l'intensité prédite par un modèle empirique peut donc mener à deux types de conclusions. Si l'intensité observée dans la couronne est plus grande que celle prédite, c'est que les mécanismes provoquant l'intensité anormale des raies de l'hélium dans la chromosphère sont aussi présents dans la couronne, ou bien qu'il existe d'autres mécanismes propres au milieu coronal ayant le même effet. Nous serions alors ramenés au problème de la recherche des processus responsables de cette anomalie, avec l'information supplémentaire qu'ils doivent fonctionner dans les deux milieux si toutefois il n'existe pas de processus se produisant uniquement dans la couronne. Si par contre les intensités mesurées sont en accord avec les prédictions, il est probable que les principaux mécanismes de formation de la raie dans la couronne aient été correctement pris en compte dans le modèle. Il est alors possible d'obtenir des diagnostics de certaines caractéristiques du plasma coronal, par exemple la densité d'ions He^+, en ajustant dans le modèle le paramètre correspondant pour reproduire au mieux les observations.

Nous avons vu dans la section précédente qu'il existe de nombreux arguments en faveur d'une formation de la raie de résonance à 30.378 nm de l'ion He^+ dans la chromosphère par des processus collisionnels, son intensité anormale étant due à la présence d'électrons suprathermiques. Or, les mécanismes comme la diffusion ambipolaire ne peuvent produire une augmentation de l'intensité de la raie qu'à l'interface entre la chromosphère et la couronne, là où les ions He^+ peuvent être mis en contact avec des électrons plus énergétiques que les électrons thermiques. Ce phénomène ne peut pas se produire dans la couronne car les ions He^+ y sont naturellement en contact avec les électrons coronaux, et aucun milieu plus chaud ne peut être une source d'électrons plus énergétiques. Il est cependant possible que des électrons suprathermiques soient présents dans la couronne du fait de la filtration gravitationnelle ou de mouvements de turbulence, auquel cas les mécanismes de filtration et de redistribution des vitesses peuvent fonctionner dans la couronne. Mais si les observations du spectrographe SERTS montrent que la profil de la

raie de résonance de l'He^+ dans la chromosphère est effectivement nettement plus large que si il était purement thermique [16, 2], des observations antérieures de SERTS semblent montrer que dans la couronne, la largeur de la raie de résonance de l'He^+ est compatible avec la température électronique [6]. De ce fait, même si des mécanismes de formation de la raie mettant en jeu des électrons suprathermiques sont présents dans la couronne, leur importance est probablement nettement moindre que dans la chromosphère.

De plus, depuis les travaux de A. H. Gabriel, nous savons que la formation de la raie de résonance de l'hydrogène neutre dans la couronne est dominée par la diffusion résonante du flux chromosphérique or, l'He^+ étant atomiquement similaire à l'hydrogène neutre, il est raisonnable de penser que sa raie de résonance doit se former dans la couronne de façon similaire. Donc, même si l'anomalie constatée dans la chromosphère existe aussi dans la couronne, si les processus collisionnels ne contribuent que faiblement à la formation de la raie, l'erreur associée n'aura que peu d'effet sur l'intensité totale calculée. Il est donc justifié de développer un modèle empirique simple de l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ dans la couronne basé sur les modèles existants pour l'hydrogène neutre. En cas de désaccord entre les prédictions d'un tel modèle et les observations de EIT, il nous faudra remettre en cause les hypothèses faites et conclure que les mécanismes responsables de l'intensité anormale des raies de l'hélium dans la chromosphère jouent aussi un rôle dans la couronne. Dans le cas contraire, nous aurons un puissant outil de diagnostic de certaines caractéristiques du plasma coronal, par exemple la densité d'ions He^+.

1.3 Méthodologie

Nous allons construire notre modèle de l'intensité de la raie de résonance à 30.378 nm de l'ion He^+ dans la couronne en quatre étapes. Tout d'abord, dans le chapitre suivant, nous allons formulerons l'expression théorique de l'intensité de la raie. Les processus collisionnels seront pris en compte en adoptant la plupart des hypothèses décrites dans l'annexe A et généralement faites pour la modélisation des raies coronales des autres éléments, c'est à dire que nous ne prendrons en compte aucun des mécanismes pouvant créer une intensité anormale comme c'est le cas dans la chromosphère. Comme le phénomène de diffusion résonante du flux chromosphérique est susceptible, comme c'est le cas pour l'hydrogène neutre, d'être responsable de la majeure partie de l'intensité de la raie, nous détaillerons particulièrement le développement de son expression théorique. Dans le chapitre 3, nous évaluerons les paramètres atomiques nécessaires à l'application numérique de ces formules (probabilité d'ionisation, de recombinaison, d'excitation, etc..) à partir des résultats de physique atomique les plus récents. Notre modèle étant un modèle empirique, il est nécessaire de lui fournir les valeurs de certaines grandeurs caractéristiques des conditions physiques régnant dans la chromosphère ou dans la couronne (densité et température électroniques, intensité de la raie chromosphérique, etc...). Nous déterminerons ces valeurs au cours du chapitre 4 en nous basant sur des résultats déjà existants ou en effectuant de nouvelles analyses des observations de plusieurs instruments. Finalement, l'application numérique complète sera présentée dans le chapitre 5, en analysant l'influence de chacun des paramètres empiriques sur l'intensité calculée.

Bibliographie

[1] Anderson, S. W., Raymond, J. C. & van Ballegooijen, A. 1996, *Ultraviolet emission-line intensities and coronal heating by velocity filtration : collisionless result*, Astrophys. Journ., 457: 939-948

[2] Andretta, V., Jordan, S. D., Brosius, J. W., Davila, J. M., Thomas, R. J., Behring, W. E. & Thompson, W. T. 2000, *The role of velocity redistribution in enhancing the intensity of the HeII 304Å line in the quiet-sun spectrum*, Astrophys. Journ., 535: 438-453

[3] Athay, R. G. 1988 *The origin of the solar HeII radiation*, Astrophys. Journ., 329: 482-492

[4] Avrett, E. H., Vernazza, J. E. & Linsky, J. L. 1976, *Excitation and ionization of helium in the solar atmosphere*, Astrophys. Journ., 207: L199-L204

[5] Avrett, E. H. 1999 *Combined effects of mass flows and particule diffusion on the ionization structure of the solar transition region*, in Eigth SOHO Workshop, "Plasmas Dynamics and Diagnostics in the Solar Transition Region and Corona", ESA SP-446: 141-144

[6] Brosius, J. W., Davila, J. M. & Thomas, R. J. 1996, *Measuring active and quiet-sun coronal plasma properties with extreme-ultraviolet spectra from SERTS*, Astroph. Journ. Suppl. Ser., 106: 143-164

[7] Brueckner, G. E. & Bartoe, J.-D. F. 1974, *The fine structure of the solar atmosphere in the far ultraviolet* Sol. Phys., 38: 133-156

[8] Delaboudinière, J.-P., 1999, *Resonance Scattering of 30.4 nm Chromospheric Radiation by Coronal Singly ionized Helium Observed with EIT*, Sol. Phys., 188(2): 259-275

[9] Fontenla, J. M., Avrett, E. H. & Loeser, R. 1993, *Energy balance in the solar transition region. III. Helium emission in hydrostatic, constant abundance models with diffusion*, Atrophys. Journ., 406:319-345

[10] Gabriel, A. H. 1971, *Measurements of the Lyman Alpha Corona*, Sol. Phys., 21: 393-400

[11] Hirayama, T. 1971, *Spectral Analysis of Four Quiescent Prominences Observed at the Peruvian Eclipse*, Sol. Phys., 17: 50-75

[12] Huber, M. C. E., Foukal, P. V., Noyes, R. W., Reeves, E. M., Schmahl, E. J., Thimothy, J. G., Vernazza, J. E. & Withbroe, G. L. 1974, *Extreme-ultraviolet observations of coronal holes:initial results from skylab*, Astrophys. Journ. 194: L115-L118

[13] Jordan, C. 1975, *The intensities of helium lines in the solar EUV spectrum*, Month. Not. Roy. Astron. Soc, 170: 429-440

[14] Jordan, C. 1980, *Helium line emission - Its relation to atmospheric structure*, Philos. Trans. Roy. Soc. London., A297(1433): 541-554.

[15] Jordan, S. D., Thompson, W. T., Thomas, R. J. & Neupert, W. M. 1993, *Solar coronal observations and formation of the HeII 304Åline*, Astrophys. Journ., 406:346-349

[16] Jordan, S. D. 1994 *Line formation and intensity enhancement of the HeII 304Åline in the solar atmosphere*, IAU coloq. 144 "Solar Coronal Structures", V. Ruĭn, P. Heinzel & J.-C. Vial eds., VEDA Publishing Company, Bratislava, 415-420

[17] Macpherson, K. P. & Jordan, C. 1999 *The anomalous intensities of helium lines in the quiet solar transition region*, Month. Not. Roy. Astron. Soc., 308(2): 510-526

[18] Milkey, R. W. 1975, *Comments concerning the photoionization model for excitation of resonance lines of HeI and HeII in the solar chromosphere*, Astrophys. Journ., 199: L131-L132

[19] Morse, P. M. 1964, *Thermal Physics* W. A. Benjamin, Inc., New York

[20] Raymond, J. C. 1990, *Predicted extreme-ultraviolet and x-ray spectrum of a microflare-heated corona*, Astrophys. Journ. 365: 387-390

[21] Scudder, J. D. 1992a *On the causes of temperature change in inhomogeneous low-density astrophysical plasmas*, Astrophys. Journ., 398(1): 299-318

[22] Scudder, J. D. 1992b, *Why all stars should possess circumstellar temperature inversions*, Astrophys. Journ., 398(1): 319-349

[23] Shine, R., Gerola, H. & Linsky, J. L. 1975, *Diffusion effects on the line intensities of HeI and HeII in the solar transition region*, Atrsophys. Journ., 202:L101-L105

[24] Shoub, E. C. 1983 *Invalidity of local thermodynamic equilibrium for electrons in the solar transition region. I - Fokker-Planck results* Astrophys. Journ. 166: 339-369

[25] Tousey, R. 1967, *Some results of twenty years of extreme ultraviolet solar research*, Astrophys. Journ. 149(2): 239-252

[26] Tousey, R., Bartoe, J. D. F., Bohlin, J. D., Brueckner, G. E., Purcell, J. D., Scherrer, V. E., Sheeley, N. R., Jr., Schumacher, R. J., Vanhoosier, M. E. 1973, *A Preliminary Study of the Extreme Ultraviolet Spectroheliograms from Skylab*, Sol. Phys., 33: 265-280

[27] Viñas, A. F., Wong, H. K. & Klimas, A. J. 2000, *Generation of Electron Suprathermal Tails in the Upper Solar Atmosphere: Implications for Coronal Heating*, Astrophys. Journ., 528(1): 509-523

[28] Zirin, H. 1975, *The helium chromosphere, coronal holes, abd stellar x-rays*, Astrophys. Journ., 199: L63-L66

— 2 —

Intensité théorique de la couronne solaire à 30.378 nm

La démarche que nous avons adoptée pour étudier l'hélium coronal peut se résumer à : 1- mesurer l'intensité de la raie de résonance à 30.378 nm de l'He^+ à partir des images obtenues par EIT dans sa bande passante à 30.4 nm. 2- construire un modèle prédictif de l'intensité de cette raie, 3- comparer modèle et observations. Nous allons dans ce chapitre traiter la première étape de la modélisation, c'est à dire développer la démarche théorique utilisée pour calculer l'intensité de la couronne à 30.4 nm. Nous préciserons au cours des deux chapitres suivants les valeurs numériques des différentes grandeurs physiques mises en jeu, le chapitre 5 achevant la modélisation en effectuant l'application numérique complète.

Nous commencerons par examiner les divers processus pouvant produire une émission à 30.4 nm dans la couronne, ceci afin de vérifier que seule la raie de résonance de l'ion He^+ est responsable de cette émission. Nous donnerons l'expression théorique de son intensité à partir des résultats généraux de l'annexe A. Nous montrerons que l'intensité de la raie se décompose en trois composantes de diffusion résonnante, de collisions et de recombinaisons, la première étant dominante. L'expression du taux de photoexcitation nécessaire au calcul de la composante de diffusion résonante sera détaillée au paragraphe 2.2.3. Au cours des calculs, nous serons amenés à faire diverses hypothèses simplificatrices sur les conditions physiques régnant dans la couronne afin d'obtenir des formules utilisables pratiquement. La confrontation entre le modèle et les observations pouvant servir de test, nous examinerons les conséquences de ces hypothèses sur les prédictions du modèle dans le cas où elles ne seraient pas effectivement vérifiées. Finalement, nous résumerons en fin de chapitre les résultats obtenus en donnant l'expression pratique de l'intensité de chacune des trois composantes.

2.1 Processus possibles

Tout d'abord, vérifions que la raie de résonance de l'He^+ est responsable de la majorité de l'émission coronale à 30.378 nm. On pourrait imaginer que l'émission à 30.4 nm de la couronne solaire se décompose en trois composantes que, par analogie avec la terminologie utilisée dans le cas de la lumière blanche nous appelons E, F et K, et qui correspondent aux trois processus physiques suivants :

- émission de photons par transition radiative entre les niveaux 2p et 1s des ions He^+ présent dans la couronne (couronne E).
- diffraction Fraunhofer du flux chromosphérique à 30.4 nm par les poussières interplanétaires présentes entre le Soleil et l'orbite de la Terre (couronne F).

– diffusion Thomson du flux chromosphérique à 30.4 nm par les électrons libres de la couronne (couronne K).

Nous pouvons immédiatement écarter les composantes F et K comme sources significatives d'émission coronale à 30.4 nm. En effet, la couronne E est environ dix millions de fois plus faible que le disque (voir par exemple [11] ou [7, page 6]). Comme la diffraction Fraunhofer est inversement proportionnelle au carré de la longueur d'onde [9, page 106], l'intensité diffractée par les poussières à 30.4 nm devrait être environ 400 fois plus importante qu'en lumière blanche. De ce fait, la couronne F à 30.4 nm doit être de l'ordre de cent mille fois plus faible que le disque, donc indétectable par EIT qui ne peut enregistrer que des variations d'intensité d'un facteur 10^4. On notera que l'absorption par les grains de poussière (par exemple par effet photoélectrique) doit être très efficace à ces longueurs d'ondes, ce qui devrait réduire encore l'importance de cette composante. De même, la couronne K observée en lumière blanche est environ un million de fois plus faible que le disque [11, 7]. Or ce rapport est identique à 30.4 nm car la section efficace de la diffusion Thomson [9, page 69] :

$$C = \frac{8\pi}{3}\frac{e^4}{m_e^2 c^4} = 0.67 \times 10^{-28}\ \mathrm{m}^2$$

où e est la charge élémentaire, m_e est la masse d'un électron et c est la vitesse de la lumière dans le vide, est indépendante de la longueur d'onde[1]. Le signal résultant de ce processus est donc lui aussi indétectable par EIT. Nous vérifions ainsi qu'un signal enregistré par EIT au-dessus du limbe dans sa bande passante à 30.4 nm ne peut pas provenir des couronne K et F, mais bien de la raie d'émission à 30.378 nm de l'ion He^+.

2.2 Intensité de la raie d'émission à 30.378 nm de l'ion He^+

Sur le diagramme de Grotrian de l'ion He^+ de la figure 2.1 sont indiquées les premières transitions des séries de Lyman, Balmer, Paschen, Brackett et Pfund, avec les longueurs d'onde associées. La transition qui nous intéresse ici est la transition 2p-1s, soit Lyman α, qui produit des photons à 30.378 nm. Dans les paragraphes suivants nous allons développer l'expression théorique de l'intensité de la raie d'émission coronale correspondante en reprenant le formalisme utilisé dans l'annexe A. En combinant les équations A.1, A.2 et A.4, on obtient l'expression générale de l'intensité de la raie d'émission à 30.378 nm de l'ion He^+:

$$I = \frac{h\nu_{2\mathrm{p1s}}}{4\pi}\frac{A_{\mathrm{He}}}{1+2A_{\mathrm{He}}}\int_l \frac{N_{\mathrm{He}^+}}{N_{\mathrm{He}}}\frac{N_{\mathrm{He}^+_{2\mathrm{p}}}}{N_{\mathrm{He}^+}} N_e A_{2\mathrm{p1s}}\,\mathrm{d}l \qquad \text{en} \qquad [\mathrm{Watts.m^{-2}.str^{-1}}] \tag{2.1}$$

où h est la constante de Planck, $\nu_{2\mathrm{p1s}}$ est la fréquence des photons émis, A_{He} est l'abondance d'hélium par rapport à l'hydrogène, $N_{\mathrm{He}^+}/N_{\mathrm{He}}$ est la fraction d'hélium une fois ionisé, $N_{\mathrm{He}^+_{2\mathrm{p}}}/N_{\mathrm{He}^+}$ est la fraction d'He^+ dans le niveau 2p, N_e est la densité électronique, et $A_{2\mathrm{p1s}}$ est le coefficient d'Einstein pour la désexcitation spontanée de 2p vers 1s. Remarquons que l'intensité

1. Remarquons que du fait de leur masse 2000 fois plus importante que celle des électrons, la diffusion Thompson par les protons et les ions est totalement négligeable.

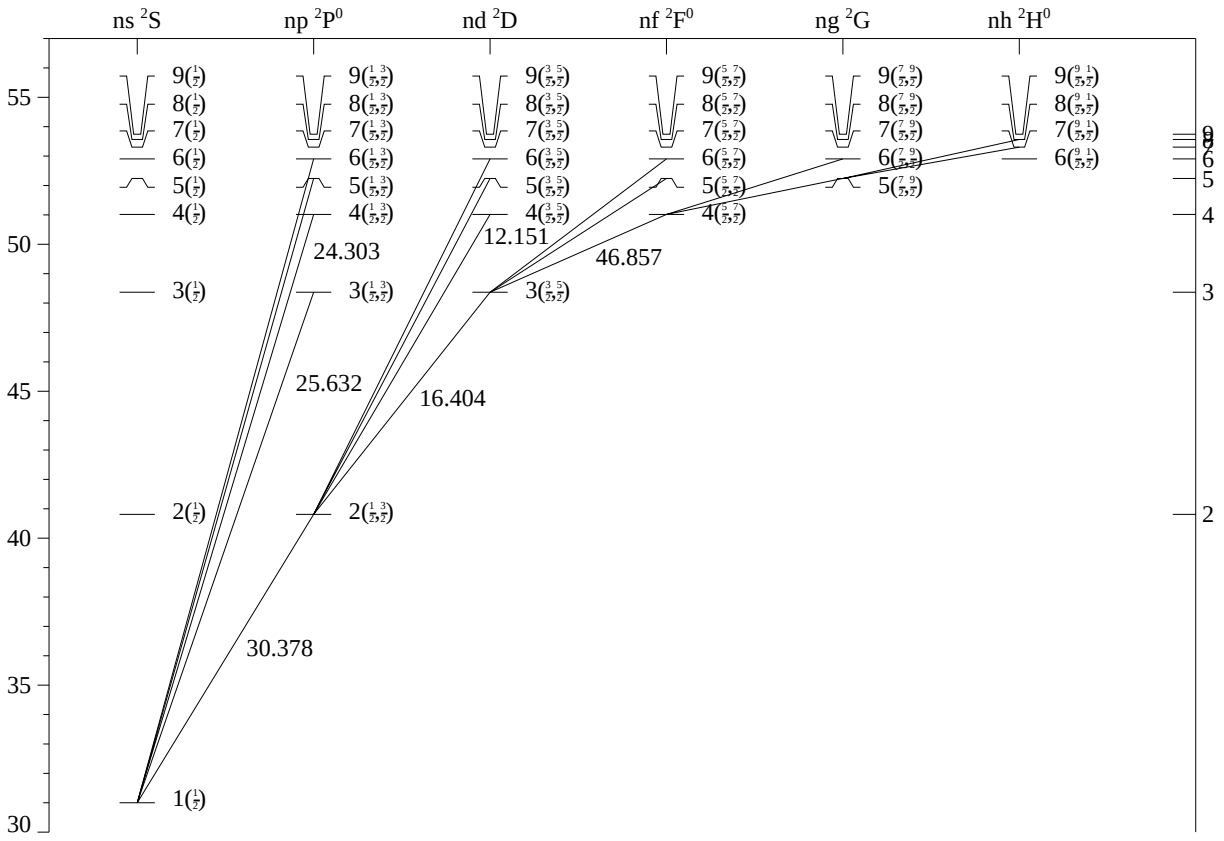

FIG. 2.1 – *Diagramme de Grotrian de l'ion He^+ d'après [2]. Les longueurs d'ondes des première raies des séries de Lyman, Balmer, Paschen, Brackett et Pfund sont notées en nanomètres. L'émission à 30.378 nm provient de la raie Lyman α.*

donnée par l'équation 2.1 est l'intensité totale, c'est à dire intégrée sur le profil de la raie. Dans le paragraphe 2.2.1 nous allons évaluer la fraction d'ionisation, puis dans le paragraphe 2.2.2, nous exprimerons la fraction de population du niveau 2p. Par souci de clarté les paramètres atomiques utilisés seront discutés à part dans le chapitre suivant, et on pourra s'y référer pour trouver toute valeur numérique non donnée ici.

2.2.1 Équilibre d'ionisation

La première étape nécessaire pour appliquer pratiquement l'équation 2.1 est de calculer la fraction d'ionisation $N_{\mathrm{He}^+}/N_{\mathrm{He}}$. Les coefficients associés aux processus collisionnels mis en jeu dans le calcul de l'équilibre d'ionisation sont obtenus en intégrant les sections efficaces correspondantes sur la fonction de distribution d'énergie des électrons, que nous supposerons maxwellienne, de température T_e. De plus, nos calculs ne prennent en compte aucun des différents mécanismes ayant été invoqués pour expliquer le spectre chromosphérique anormal de l'hélium, pour lequel il a été prouvé qu'un écart important persiste entre modèles et observations (voir la discussion du paragraphe 1.1). Il n'est pas exclu que ces processus puissent jouer un rôle dans la couronne, auquel cas l'intensité de la raie à 30.378 nm nécessiterait aussi une modélisation

plus raffinée. Mais comme peu de travaux ont jusqu'à présent été consacrés aux raies de l'hélium dans la couronne et que les conditions physiques y régnant sont différentes de celles régnant dans la chromosphère, il est justifié de tenter de les modéliser tout d'abord avec les hypothèses simplificatrices classiques, et seulement si il est prouvé que ce modèle échoue devrons nous le remettre en cause.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe A.3, le rapport de population de deux états d'ionisation de l'hélium successifs $\mathrm{He}^{(m+1)+}$ et He^{m+} est donné par le rapport entre le coefficient d'ionisation directe par collisions depuis le fondamental $Q(\mathrm{He}^{m+}_{1s})$ de He^{m+}_{1s} vers $\mathrm{He}^{(m+1)+}$ et le coefficient de recombinaison total $\alpha_{tot}(\mathrm{He}^{m+})$ de $\mathrm{He}^{(m+1)+1}$ vers He^{m+}. Le coefficient de recombinaison total est la somme du taux de recombinaison diélectronique α_{di} et du taux de recombinaison radiative total $\alpha^{tot}_{\mathrm{ra}}$, ce dernier étant lui-même la somme des taux de recombinaison radiative partiels vers chacun des niveaux. Cette approche est valable si l'on néglige la photoionisation et l'ionisation par collisions depuis un niveau autre que le fondamental, ce qui est justifié pour la plupart des niveaux supérieurs car leurs populations sont très faibles par rapport à celle du fondamental (voir le paragraphe suivant). Mais il convient toutefois d'être prudent et d'étudier la possibilité d'ionisation depuis le niveau 2s. En effet, ce niveau est métastable, c'est à dire qu'il a un temps de vie très long par rapport aux autres, environ 2 millisecondes [10] alors que, par exemple, 2p a un temps de vie de 10^{-10} s. Ce long temps de vie est dû au fait que la transition 2s-1s est interdite ($\Delta L = 0$) et que la seule autre transition spontanée possible est vers le terme $^2P_{3/2}$ du niveau 2p, laquelle transition a une probabilité faible. Du fait de ce long temps de vie, la population de 2s est nettement plus importante que celle des autres niveaux et la probabilité d'ionisation depuis 2s peut être non négligeable. Dans le cas de l'hydrogène, A. H. Gabriel a montré que la prise en compte de l'ionisation depuis 2s diminue de 20% la fraction d'ionisation $N_{\mathrm{H}^+}/\mathrm{N}_{\mathrm{H}}$ [5]. Un électron situé sur le niveau 2s d'un ion He^+ peut en être retiré par trois processus : ionisation par collisions, photoionisation ou transfert par collisions vers 2p puis désexcitation spontanée vers le fondamental. La probabilité B pour que 2s se dépeuple par ionisation (radiative ou collisionnelle) plutôt que par désexcitation vers le fondamental *via* 2p est donnée par le rapport entre le taux d'ionisation et le taux de dépopulation total :

$$B = \frac{Q(\mathrm{He}^+_{2s})N_e + P_{2s}}{Q(\mathrm{He}^+_{2s})N_e + P_{2s} + C_{2s2p}N_e} \tag{2.2}$$

où $Q(\mathrm{He}^+_{2s})$ est le coefficient d'ionisation par collisions, P_{2s} est le taux de photoionisation depuis $2s$ et C_{2s2p} est le coefficient de transfert par collisions de $2s$ vers $2p$. Au coefficient d'ionisation directe depuis le fondamental $Q(\mathrm{He}^+_{1s})$ doit donc s'ajouter le coefficient d'ionisation depuis le fondamental *via* $2s$, soit BC_{1s2s}. Inversement, le coefficient de recombinaison total $\alpha_{tot}(\mathrm{He}^+)$ doit être diminué du coefficient pour la recombinaison radiative vers $2s$ suivie d'ionisation, soit $B\alpha^{2s}_{\mathrm{ra}}(\mathrm{He}^+)$. La fraction d'ionisation $N_{\mathrm{He}^{2+}}/N_{\mathrm{He}^+}$ tenant compte de l'ionisation depuis $2s$ s'écrit donc finalement comme le rapport des coefficients d'ionisation et de recombinaison ainsi modifiés :

$$\frac{N_{\mathrm{He}^{2+}}}{N_{\mathrm{He}^+}} = \frac{Q(\mathrm{He}^+_{1s}) + BC_{1s2s}}{\alpha^{tot}_{\mathrm{ra}}(\mathrm{He}^+)\left(1 - B\frac{\alpha^{2s}_{\mathrm{ra}}}{\alpha^{tot}_{\mathrm{ra}}}\right)} \tag{2.3}$$

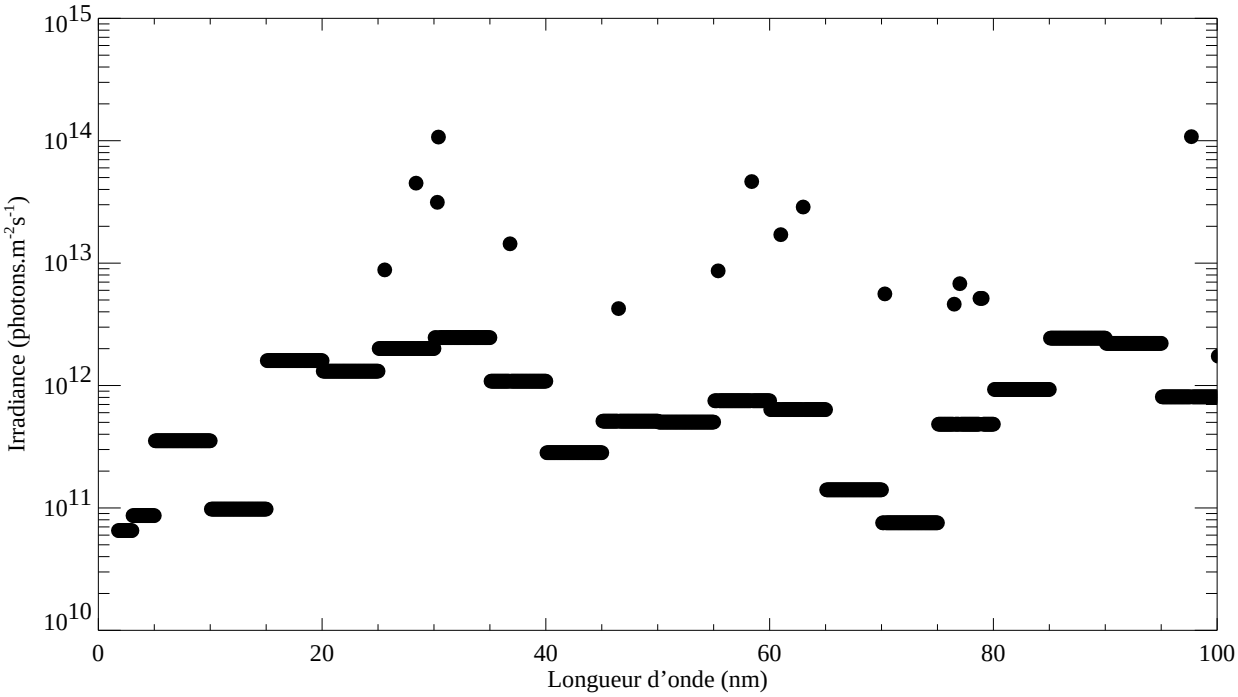

FIG. 2.2 – *Irradiance en-dessous de 100 nm donnée par le modèle empirique EUV97. Le flux en-dessous de la limite d'ionisation de 91 nm est trop faible pour pouvoir photoiniser les ions He^+ depuis le niveau $2s$.*

Afin d'évaluer la probabilité B il faut calculer le taux de photoionisation P_{2s}, lequel est donné par l'intégrale du produit du flux de photons par la section efficace de photoionisation sur les longueurs d'onde plus courtes que 91.2 nm (donc plus énergétiques que le potentiel d'ionisation depuis $2s$). A la surface du Soleil, le taux de photoionisation est donc donné par :

$$P_{2s} = 2\pi \int_0^{91.2\ \mathrm{nm}} \sigma_{2s}(\lambda)\Phi(\lambda)\,\mathrm{d}\lambda \tag{2.4}$$

où $\sigma_{2s}(\lambda)$ est la section efficace de photoionisation depuis $2s$ et $\Phi(\lambda)$ est le flux solaire. Ce dernier est relié à l'irradiance $\phi(\lambda)$ mesurée à une unité astronomique (U.A.) par :

$$\Phi(\lambda) = \frac{1}{\pi}\left(\frac{1\,\mathrm{U.A.}}{R_\odot}\right)^2 \phi(\lambda) \approx 14706 \times \phi(\lambda) \tag{2.5}$$

et nous déterminons l'irradiance à partir du modèle empirique EUV97 de K. W. Tobiska [14, 15, 16]. Dans ce modèle, l'irradiance est exprimée par :

$$\phi(\lambda,t) = a_0(\lambda) + \sum_{i=1}^{4} a_i(\lambda)F_i(t) \tag{2.6}$$

où les quatre indices d'activité solaire $F_i(t)$ déterminés empiriquement (flux à Lyman α, flux à 1083 nm, flux à 10.7 cm et flux à 10.7 cm moyenné sur 81 jours) sont donnés sur la figure 1

de [14], et les coefficients pondérateurs $a_i(\lambda)$ ajustés pour reproduire l'irradiance observée sont listés dans la table III de [16]. La figure 2.2 montre l'irradiance ainsi modélisée pour une période de minimum d'activité. Après conversion de cette irradiance avec la relation 2.5, l'intégration numérique de l'équation 2.4 donne $P_{2s} = 7.5 \times 10^{-2}$ s^{-1}. Pour une température électronique de 1.6×10^6 K, le coefficient d'ionisation par collisions depuis $2s$ est $Q(\mathrm{He}^+_{2s}) = 2.4 \times 10^{-14}$ m^3.s^{-1} (voir le paragraphe 3.1) ce qui, avec une densité électronique $N_e = 10^{14}$ m^{-3} donne un taux de 2.4 s^{-1}. La photoionisation est donc largement négligeable devant l'ionisation par collisions. Remarquons que le faible flux aux petites longueurs d'onde, le taux de photoionisation depuis le fondamental est lui aussi très faible, ce qui implique que p-r est négligeable dans la formation de la raie de résonance de l'He$^+$ dans la couronne. D'après D. Storey, A. H. Gabriel [6, page 18] donne $C_{2s2p} = 3.5 \times 10^{-11}$ m^3.s^{-1} à 1.6×10^6 K ce qui donne un taux de 3500 s^{-1}. Avec ces valeurs, l'application numérique de l'équation 2.2 donne $B \approx 7 \times 10^{-4}$. L'ionisation depuis $2s$ est donc en fait négligeable dans le cas de l'He$^+$. Si elle ne l'est pas dans le cas de l'hydrogène c'est parce que celui-ci peut être ionisé par des photons de longueurs d'onde allant jusqu'à 346 nm (et non 91 nm comme pour l'He$^+$). Du fait du flux important à ces grandes longueurs d'ondes, le taux de photionisation depuis $2s$ est d'environ 1.4×10^4 s^{-1} [5], pour un taux de transfert de $2s$ vers $2p$ de 1.23×10^4 s^{-1} [6, page 18], donc du même ordre de grandeur. Remarquons que le fait que B soit négligeable implique que l'équilibre d'ionisation de l'hélium dans la couronne ne dépend pas de la densité électronique, mais uniquement de la température électronique. Les fractions d'ionisation de l'hélium sont donc simplement données par les trois équations :

$$\begin{aligned} \frac{N_{\mathrm{He}^{2+}}}{N_{\mathrm{He}^+}} &= \frac{Q(\mathrm{He}^+)}{\alpha_{\mathrm{ra}}^{tot}(\mathrm{He}^+)} \\ \frac{N_{\mathrm{He}^+}}{N_{He^{0+}}} &= \frac{Q(He^{0+})}{\alpha_{\mathrm{ra}}^{tot}(He^{0+}) + \alpha_{\mathrm{di}}(He^{0+})} \end{aligned} \qquad \text{et} \qquad N_{\mathrm{He}} = N_{He^{0+}} + N_{\mathrm{He}^+} + N_{\mathrm{He}^{2+}} \tag{2.7}$$

Bien que simple, le système linéaire ainsi formé est résolu numériquement en utilisant un algorithme de décomposition en valeurs singulières [13, page 59], ceci afin de pouvoir aisément étendre la méthode à des systèmes plus complexes. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 2.3. Les courbes en trait plein représentent nos résultats, les courbes en trait pointillé court représentent les résultats de M. Arnaud et R. Rothenflug [1] et la courbe en trait pointillé long représente l'expression approchée de la fraction d'ionisation d'He$^+$ obtenue en négligeant la population d'hélium neutre, soit $N_{\mathrm{He}^{2+}}/N_{\mathrm{He}} = Q(\mathrm{He}^+)/\alpha_{tot}(\mathrm{He}^+)$. Remarquons que nos résultats, tout comme ceux de M. Arnaud, ne sont valables que dans le cadre des hypothèses simplificatrices discutées plus haut, lesquelles ne sont vérifiées que dans la couronne où la température est supérieure à 10^5 K. Nous étendons les résultats aux basses températures uniquement à titre indicatif car dans la chromosphère, où la température est effectivement basse, d'autres processus que nous n'avons pas pris en compte entrent en jeu, et modifient l'équilibre d'ionisation. L'accord entre nos résultats et ceux de M. Arnaud est généralement bon. L'écart à basse température pour la fraction d'He^{2+}est dû à un taux d'ionisation différent, et notre fraction d'ionisation d'He$^+$ est environ 10% supérieure. Par ordre de température croissante, l'hélium se trouve successivement majoritairement sous forme de He^{0+}, de He$^+$ et d'He^{2+}. L'hélium neutre domine aux basses températures mais est pratiquement complètement détruit dès 5×10^4 K et l'He^{2+} domine lar-

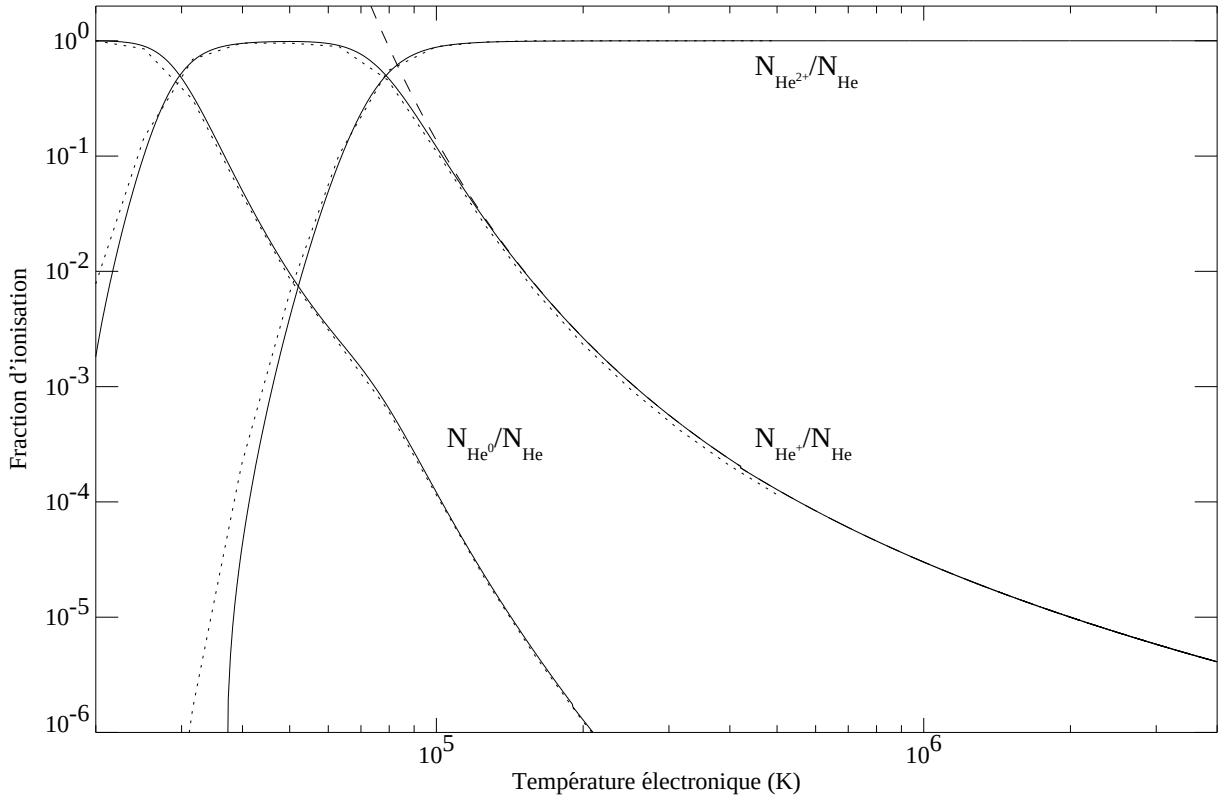

FIG. 2.3 – *Fractions d'ionisation des ions He^{0+}, He^+ et He^{2+} en fonction de la température électronique. Les courbes en trait plein représentent nos résultats, celles en trait pointillé court correspondent aux résultats de M. Arnaud et R. Rothenflug [1] et celle en trait pointillé long correspond à l'expression approchée de la fraction d'He^+ obtenue en négligeant la population d'hélium neutre. L'hélium est pratiquement complètement sous forme neutre en-dessous de* 4×10^4 K *et sous forme d'He^{2+}au-dessus de* 9×10^4 K. *La fraction d'He^+ est maximum entre* 3×10^4 K *et* 7×10^4 K, *et varie entre* 10^{-4} *et* 10^{-6} *aux températures coronales.*

gement au-dessus 9×10^4 K. La fraction de population d'He^+ connaît un maximum étalé aux températures intermédiaires, vers 5×10^4 K, et varie entre 10^{-4} et 10^{-6} aux températures coronales. A ces températures la formule simplifiée est une excellente approximation. Nous verrons que cette faible population d'He^+ est toutefois suffisante pour créer un signal détectable dans la couronne.

2.2.2 Peuplement du niveau 2p de l'ion He^+

La deuxième étape nécessaire pour évaluer l'équation 2.1 consiste à calculer la fraction de population $N_{He^+_{2p}}/N_{He^+}$. Comme nous l'avons remarqué dans le paragraphe A.4, le calcul des fractions de population dans le cas général requiert a priori de prendre en compte toutes les transitions possibles entre tous les niveaux (ou du moins le plus grand nombre possible comme il en existe une infinité). Nous avons alors présenté le calcul simple correspondant à l'approxi-

mation coronale, laquelle consiste à supposer que le niveau considéré n'est en fait peuplé que par les collisions électroniques depuis le fondamental, et qu'il se désexcite spontanément. Or, A. H. Gabriel [5] a montré que, comme la couronne est illuminée par la très intense raie chromosphérique Lyman α de l'hydrogène, le processus de diffusion résonante est responsable de la quasi totalité de l'émission de la couronne à Lyman α, les processus collisionnels ne comptant que pour quelques pourcents. Étant donné que l'He^+ est un hydrogénoïde, que la raie à 30.4 nm est produite par la même transition que la raie Lyman α de l'hydrogène et qu'elle est elle aussi très intense dans la chromosphère, il est légitime de penser par analogie avec le cas de l'hydrogène que l'approximation coronale n'est pas valide non plus pour le calcul de la raie coronale à 30.4 nm de l'He^+. Les contributions relatives des processus collisionnels et radiatifs ne doivent cependant pas être strictement identiques pour l'He^+ et pour l'hydrogène. En effet, la raie chromosphérique de l'He^+ est environ 20 fois moins intense que la raie Lyman α de l'hydrogène, et la probabilité de la transition est plus faible. De ce fait la diffusion résonante doit jouer un rôle moindre. D'un autre côté, le processus de diffusion doit être plus efficace dans le cas de l'He^+ car ses raies chromosphériques et coronales sont plus étroites que celles de l'hydrogène (voir les paragraphes 4.2.2 et 4.3). Effectivement, A. H. Gabriel [6] donne un rapport des contributions des processus collisionnels et radiatifs égal à 0.002 pour l'hydrogène, et 0.052 pour l'hélium. Mais cette dernière valeur montre que comme pour l'hydrogène, la diffusion résonante est le processus dominant pour la formation de la raie à 30.4 nm de l'He^+.

Nous calculons la population du niveau $2p$ de l'ion He^+ avec une méthode similaire à celle utilisée par A. H. Gabriel [5, 6] avec une modèle d'ion simplifié à 3 niveaux (1s, 2s et 2p) plus continuum. Nous adoptons ici un modèle d'ion un peu plus complexe avec six niveaux plus continuum, en ajoutant aux trois niveaux du modèle de A. H. Gabriel les niveaux $3s$, $3p$ et $3d$. Dans ce modèle d'ion nous faisons les approximations suivantes :

- Tous les niveaux supérieurs ont une population faibles par rapport au fondamental, et donc on a $N_{\mathrm{He}^+_{1s}} = N_{\mathrm{He}^+}$
- Du fait de leur temps de vie courts, les niveaux autres que $2s$ ne peuvent pas se dépeupler par ionisation collisionnelle ou par photionisation.
- Aux densités coronales, les taux de désexcitation par collision sont faibles par rapport aux taux de désexciation spontanée et sont donc négligés.
- La photoexcitation est négligeable pour toutes les transitions autres que 1s-2p.

La première hypothèse sera aisément vérifiable *a posteriori*. Un coefficient d'ionisation par collisions typique est 10^{-13} $s^{-1}.m^{-3}$ (voir le paragraphe 3.1) ce qui, avec une densité électronique de 10^{14} m^{-3} (voir le paragraphe 4.6), donne un taux de l'ordre de 10 s^{-1}, très largement négligeable devant les taux associés aux autres processus (les taux de désexcitation spontanée sont typiquement de l'ordre de 10^8 s^{-1}). De façon identique, les coefficients de désexcitation par collisions sont d'environ 10^{15} $s^{-1}.m^{-3}$ (voir le paragraphe 3.2) ce qui donne un taux de l'ordre de 0.1 s^{-1}, donc lui aussi négligeable. Finalement, la photoexcitation pour toutes les transitions autres que 2s-2p est effectivement négligeable à cause du faible flux chromosphérique des raies correspondantes. Il est important de prendre en compte le niveau $2s$, car comme il est métastable, il ne peut se désexciter spontanément (ou avec une probabilité très faible) vers le fondamental et de ce fait sa voie de désexcitation la plus probable est par collisions électroniques vers $2p$. Le niveau

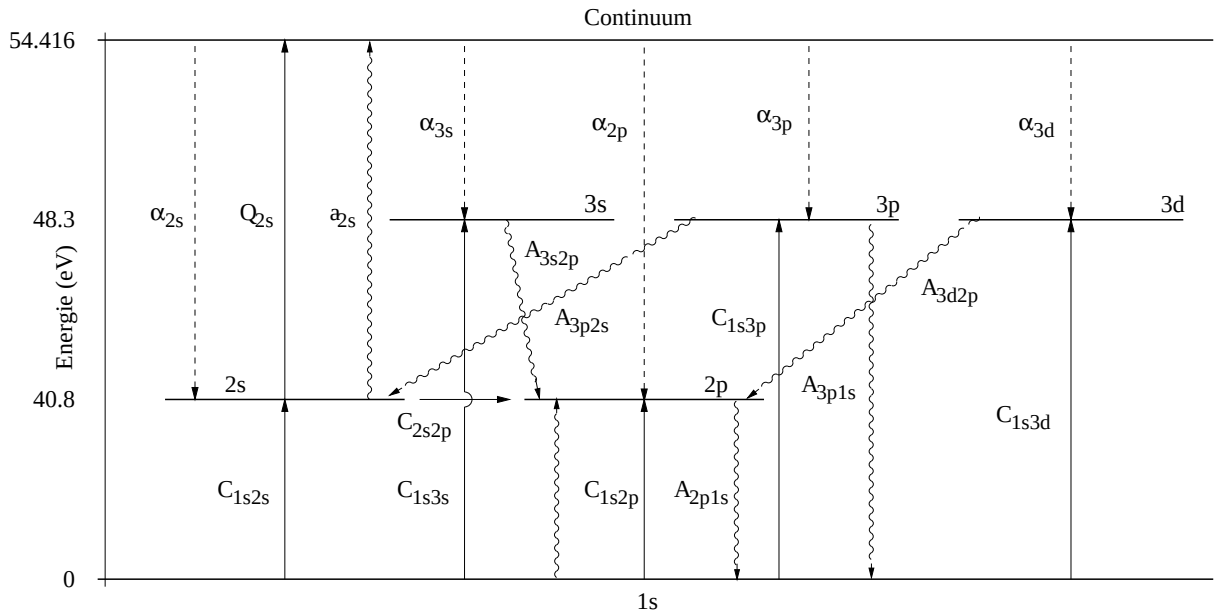

FIG. 2.4 – *Les 19 processus pris en compte dans le modèle à six niveaux utilisé pour calculer de la population du niveau 2p de l'ion He^+ et les coefficients associés (voir aussi la table 2.1). Les traits pleins représentent les processus collisionnels, les traits pointillés les recombinaisons et traits ondulés les processus radiatifs.*

$2p$ peut donc être peuplé par collisions et recombinaisons *via* $2s$. Finalement, un électron peut subir un des 19 processus illustrés sur la figure 2.4 et dont les taux associés sont listés dans la table suivante :

Processus	Taux
Photoexcitation depuis $1s$ vers $2p$	$P_{1s2p}N_{\mathrm{He}^+}$
Collisions depuis $1s$ vers $2s$, $2p$, $3s$, $3p$, $3d$	$C_{1snl}N_eN_{\mathrm{He}^+}$
Collisions depuis $2s$ vers $2p$	$C_{2s2p}N_eN_{\mathrm{He}^+}$
Recombinaison vers $2s$, $2p$, $3s$, $3d$, $3d$	$\alpha_{nl}N_eN_{\mathrm{He}^{2+}}$
Désexitation spontanée de $3d$ vers $2p$	$A_{3d2p}N_{\mathrm{He}^+_{3\mathrm{d}}}$
Désexitation spontanée de $3p$ vers $2s$	$A_{3p2s}N_{\mathrm{He}^+_{3\mathrm{p}}}$
Désexitation spontanée de $3p$ vers $1s$	$A_{3p1s}N_{\mathrm{He}^+_{3\mathrm{p}}}$
Désexitation spontanée de $3s$ vers $2p$	$A_{3s2p}N_{\mathrm{He}^+_{3\mathrm{s}}}$
Désexitation spontanée de $2p$ vers $1s$	$A_{2p1s}N_{\mathrm{He}^+_{2\mathrm{p}}}$
Photoionisation depuis $2s$	$P_{2s}N_{\mathrm{He}^+_{2\mathrm{s}}}$
Ionisation par collisions depuis $2s$	$Q_{2s}N_eN_{\mathrm{He}^+_{2\mathrm{s}}}$

TAB. 2.1 – *Les 19 processus pris en compte dans le modèle à six niveaux utilisé pour calculer de la population du niveau 2p de l'ion He^+ et les taux associés (voir aussi la figure).*

L'examen de la figure 2.4 montre qu'un électron parvenu au niveau $2p$ ne peut qu'effectuer

une transition radiative vers $1s$ en produisant un photon à 30.378 nm, ce qui fait que toute la population de $2p$ participe à la formation de la raie. Un électron peut atteindre le niveau $2p$ ou bien par excitation depuis le fondamental, ou bien par transfert depuis les niveaux $2s$, $3s$, $3p$ ou $3d$. La probabilité pour qu'un électron situé sur l'un de ces niveaux parvienne sur $2p$ s'obtient en faisant le rapport du taux associé au processus amenant l'électron vers $2p$ à la somme des taux associés aux processus retirant l'électron du niveau considéré. Cette probabilité est appelée rapport de branchement. Comme nous avons vu dans la section 2.2.1 que la photoionisation depuis $2s$ est négligeable, le rapport de branchement de la transition 2s-2p est égal à 1, et donc le niveau $2s$ transfert intégralement sa population au niveau $2p$. De façon similaire, la seule voie de désexcitation des niveaux $3s$ et $3d$ est la désexcitation radiative vers $2p$. De ce fait, les populations de ces niveaux sont elles-aussi intégralement transférées vers $2p$ avec des rapports de branchement égaux à 1. Le niveau $3p$ peut lui se désexciter spontanément soit vers le fondamental, soit vers $2s$. Sa population est donc transférée vers $2s$ avec le rapport de branchement $Br_{3p2s} = A_{3p2s}/(A_{3p2s} + A_{3p1s}) = 0.12$. La fraction transférée vers $2s$ est à son tour transférée vers $2p$ avec le rapport de branchement Br_{2s2p} calculé plus haut. Au total, $3p$ transfert sa population vers $2p$ avec un rapport de branchement $Br_{3p2p} = Br_{3p2s}Br_{2s2p}$. En égalant le dépeuplement du niveau $2p$ par désexcitation spontanée avec le peuplement par tous les processus que nous venons de décrire, on obtient :

$$\begin{aligned} A_{2p1s}N_{\mathrm{He}^+_{2\mathrm{p}}} &= P_{1s2p}N_{\mathrm{He}^+} + \\ &\quad + (C_{1s2s} + C_{1s2p} + C_{1s3s} + 0.12C_{1s3p} + C_{1s3d})N_eN_{\mathrm{He}^+} + \\ &\quad + (\alpha_{2s} + \alpha_{3s} + 0.12\alpha_{3p} + \alpha_{3d})N_eN_{\mathrm{He}^{2+}} \end{aligned} \tag{2.8}$$

$$A_{2p1s}N_{\mathrm{He}^+_{2\mathrm{p}}} = P_{1s2p}N_{\mathrm{He}^+} + C^{eff}_{1s2p}N_eN_{\mathrm{He}^+} + \alpha^{eff}_{2p}N_eN_{\mathrm{He}^{2+}} \tag{2.9}$$

qui nous donne la fraction d'ionisation $N_{\mathrm{He}^+_{2\mathrm{p}}}/N_{\mathrm{He}^+}$ cherchée, car $N_{\mathrm{He}^{2+}} = A_{He}N_{\mathrm{H}}$. En remplaçant cette expression dans l'équation 2.1, on voit que l'intensité de la raie à 30.4 nm de l'ion He^+ se décompose en trois composantes : une composante de diffusion résonante I_d, une composante de collisions I_c et une composante de recombinaison I_r :

$$I_d = \frac{h\nu_{21}}{4\pi}\frac{A_{\mathrm{He}}}{1+2A_{\mathrm{He}}}\int_l P_{1s2p}\frac{N_{\mathrm{He}^+}}{N_{\mathrm{He}}}N_e\,\mathrm{d}l \tag{2.10}$$

$$I_c = \frac{h\nu_{21}}{4\pi}\frac{A_{\mathrm{He}}}{1+2A_{\mathrm{He}}}\int_l C^{eff}_{2p}\frac{N_{\mathrm{He}^+}}{N_{\mathrm{He}}}{N_e}^2\,\mathrm{d}l \tag{2.11}$$

$$I_r = \frac{h\nu_{21}}{4\pi}\frac{A_{\mathrm{He}}}{1+2A_{\mathrm{He}}}\int_l \alpha^{eff}_{2p}{N_e}^2\,\mathrm{d}l \tag{2.12}$$

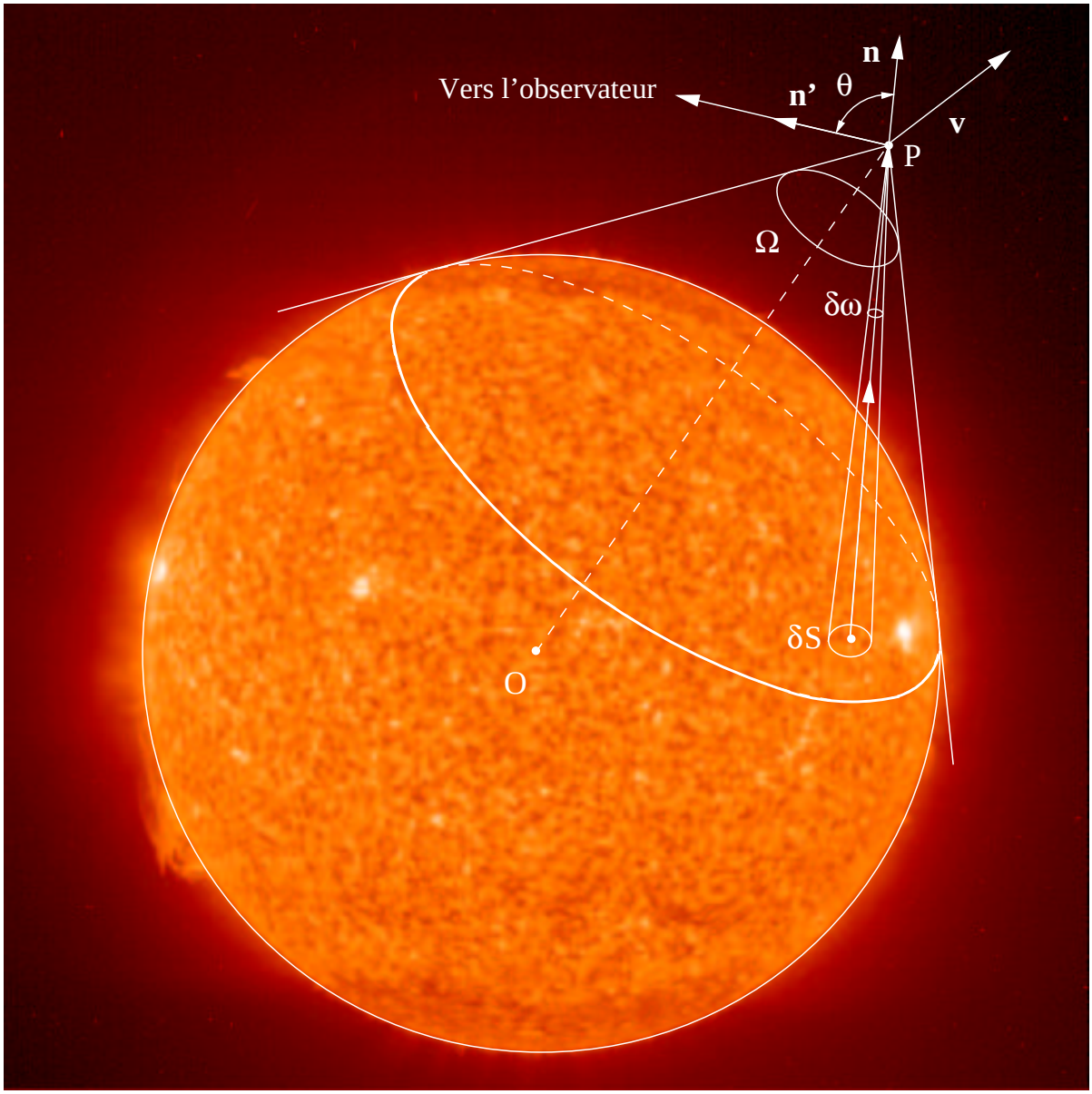

FIG. 2.5 – *Géométrie du processus de diffusion résonante.*

2.2.3 Composante de diffusion résonnante

Le processus de formation de la raie de résonance à 30.378 nm de l'ion He^+ par photoexcitation depuis le niveau fondamental vers le niveau $2p$ suivie de réemission par désexcitation spontanée est appelé diffusion résonante. La géométrie de ce processus est illustrée par la figure 2.5. Un ion He^+ situé en un point P quelconque de la couronne et se déplaçant à la vitesse $\boldsymbol{v}$ par rapport à la chromosphère est illuminé par le flux issu de l'angle solide Ω sous tendu par la chromosphère au point P. Le flux provenant de chaque élément de surface δS est absorbé puis réemis, avec une certaine probabilité de l'être dans la direction $\boldsymbol{n'}$ de l'observateur qui fait un angle θ avec la direction d'incidence $\boldsymbol{n}$. Comme nous allons le voir, il est important de prendre

en compte la vitesse des ions He^+. En un point quelconque de la couronne, considérons des ions He^+ animés d'une vitesse $\boldsymbol{v}$ par rapport à un élément de surface δS de la chromosphère. Du fait de l'effet Doppler les photons émis par δS avec la fréquence ν sont vus par les ions avec la fréquence ν' donnée par

$$\nu' = \nu\left(1 - \frac{\boldsymbol{v}.\boldsymbol{n}}{c}\right) \tag{2.13}$$

où $\boldsymbol{n}$ est le vecteur normal parallèle au vecteur vitesse des photons, et c est la vitesse de la lumière dans le vide. Pour des ions de vitesse comprise entre $\boldsymbol{v}$ et $\boldsymbol{v}+\delta\boldsymbol{v}$, la probabilité par unité de volume et par seconde d'absorber un photon de fréquence comprise entre ν et $\nu+\delta\nu$ est

$$N_{\mathrm{He}^+} f(\boldsymbol{v})\delta\boldsymbol{v} B_{1s2p} N(\nu',\boldsymbol{v})\rho(\nu)\delta\nu \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \displaystyle\int_0^{+\infty} N(\nu',\mathbf{0})\,\mathrm{d}\nu' = 1 \\ \displaystyle\int_{\infty} f(\boldsymbol{v})\,\mathrm{d}\boldsymbol{v} = 1 \end{cases} \tag{2.14}$$

où $f(\boldsymbol{v})$ est la fonction de distribution des vitesses des ions He^+ B_{1s2p} est le coefficient d'Einstein pour l'absorption depuis $1s$ vers $2p$, $N(\nu',\boldsymbol{v})$ est le profil naturel de la raie d'absorption décalé par effet Doppler selon l'équation 2.13 et $\rho(\nu)$ est la contribution de δS à la densité d'énergie différentielle à la fréquence ν. La largeur σ_N du profil naturel d'absorption étant très inférieure aux décalages Doppler induits par les vitesses typiques des ions aux températures coronales, on peut assimiler $N(\nu')$ à une fonction δ centrée en ν_0, fréquence centrale de la raie. De ce fait, seuls les ions dont la vitesse correspond exactement au décalage Doppler entre ν et $\nu' = \nu_0$ sont susceptibles d'être excités. En appelant $v_\parallel$ et $\boldsymbol{v}_\perp$ les composantes de $\boldsymbol{v}$ respectivement parallèle et perpendiculaire à $\boldsymbol{n}$, et si la fonction de distribution des vitesses des ions peut se décomposer sous la forme $f(\boldsymbol{v}) = g(v_\parallel)h(\boldsymbol{v}_\perp)$, alors comme $v_\parallel = \boldsymbol{v}.\boldsymbol{n}$ on peut, d'après l'équation 2.13, faire le changement de variable $v_\parallel = c(1-\nu_0/\nu)$ et réécrire l'équation 2.14 sous la forme

$$N_{\mathrm{He}^+} h(\boldsymbol{v}_\perp)\delta\boldsymbol{v}_\perp B_{12}\phi(\nu)\rho(\nu)\delta\nu \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \phi(\nu) = \dfrac{c}{\nu_0} g(\nu) \\ \displaystyle\int_0^{+\infty} \phi(\nu)\,\mathrm{d}\nu = 1 \end{cases} \tag{2.15}$$

En ne considérant que le champ de radiation causé par la raie chromosphérique à 30.378 nm de l'He^+ la contribution d'un élément de surface δS de la chromosphère à la densité d'énergie différentielle à la fréquence ν est donnée par :

$$\rho(\nu) = \frac{I_0\Psi(\nu)}{c}\delta\omega \qquad \text{avec} \qquad \int_0^{\infty} \psi(\nu)\ \mathrm{d}\nu = 1 \tag{2.16}$$

où I_0 est l'intensité de la raie en δS, $\psi(\nu)$ est le profil normalisé de la raie et $\delta\omega$ est l'élément d'angle solide sous-tendu par δS au point P. En remplaçant cette expression dans l'équation 2.15 et en intégrant sur l'espace des vitesses et sur les fréquences, on obtient la probabilité totale par unité de volume et par seconde qu'un photon émis par δS soit absorbé par un ion He^+

$$\frac{B_{1s2s}}{c} I_0 \delta\omega \int_0^{\infty} \phi(\nu)\psi(\nu)\ \mathrm{d}\nu \tag{2.17}$$

Les caractéristiques des raies chromosphérique et coronale étant plus simples à exprimer en fonction de la longueur d'onde , on réécrit l'équation précédente en faisant le changement de variable $\lambda = c/\nu$:

$$\frac{B_{1s2s}}{\nu_0^2} I_0 \delta\omega \int_0^{+\infty} \phi(\lambda)\psi(\lambda)\mathrm{d}\lambda \qquad \text{avec} \qquad \begin{cases} \displaystyle\int_0^{+\infty} \psi(\lambda)\mathrm{d}\lambda = 1 \\ \displaystyle\int_0^{+\infty} \phi(\lambda)\mathrm{d}\lambda = 1 \end{cases} \tag{2.18}$$

Les photons absorbés par les ions He$^+$ ne sont pas réemis de façon isotrope. La probabilité $P(\theta)$ qu'un photon absorbé suivant la direction $\boldsymbol{n}$ soit réemis suivant la direction $\boldsymbol{n'}$, c'est à dire vers l'observateur (voir la figure 2.5) est différente selon que le photon est absorbé par l'un ou l'autre des deux termes du doublet $2p$ [12]:

$$\begin{array}{ll} {}^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2} & 4\pi P(\theta) = (7 + 3\cos^2(\theta))/8 \\ {}^2S_{1/2} - {}^2P_{1/2} & 4\pi P(\theta) = 1 \end{array} \tag{2.19}$$

Comme nous ne séparons pas les deux composantes du doublet, la probabilité est donnée par la combinaison des deux [3], soit :

$$4\pi P(\theta) = (11 + 3\cos^2(\theta))/12 = p(\theta) \tag{2.20}$$

où θ est l'angle entre $\boldsymbol{n}$ et $\boldsymbol{n'}$, soit $\boldsymbol{n}.\boldsymbol{n'}$. La probabilité par unité de volume et par seconde de diffusion dans la direction de l'observateur d'un photon émis par δS est donc donnée par :

$$\frac{B_{1s2s}}{4\pi\nu_0^2} I_0 p(\theta) \delta\omega \int_0^{+\infty} \phi(\lambda)\psi(\lambda)\mathrm{d}\lambda \tag{2.21}$$

En intégrant cette expression sur l'angle solide Ω, on obtient la probabilité totale par unité de volume et par seconde de diffusion d'un photon émis par la chromosphère vers l'observateur :

$$\frac{B_{1s2s}}{4\pi\nu_0^2} \int_{\Omega} I_0 p(\theta) \int_0^{+\infty} \phi(\lambda)\psi(\lambda)\ \mathrm{d}\lambda\ \mathrm{d}\omega \tag{2.22}$$

Comme nous le verrons au paragraphe 4.4, la chromosphère n'est pas uniforme à 30.378 nm, c'est pourquoi l'intensité I_0 est gardée sous l'intégrale sur l'angle solide Ω. L'équation 2.22 est l'expression la plus générale de la probabilité de photoexcitation des ions He$^+$. Pour l'évaluer il est nécessaire de connaître les profils de la raie excitatrice chromosphérique et de la raie d'absorption coronale. Il n'existe à notre connaissance qu'une seul mesure du profil de la raie de résonance de l'He$^+$ dans la couronne (voir le paragraphe 5.2.2), et cette observation semble

montrer que ce profil est gaussien. Ceci supporte l'hypothèse que la distribution des vitesses des ions He^+ dans la couronne est maxwellienne, auquel cas :

$$f(\boldsymbol{v}) = \frac{1}{(\sigma_T\sqrt{\pi})^3} e^{-\left[\frac{|\boldsymbol{v}-\boldsymbol{w}|}{\sigma_T}\right]^2} \qquad \text{avec} \qquad \sigma_T = \sqrt{\frac{2k_B T_{\mathrm{He}^+}}{m_{\mathrm{He}^+}}} \tag{2.23}$$

où $\boldsymbol{v}$ est la vitesse thermique des ions He^+ $\boldsymbol{w}$ est leur vitesse d'ensemble, k_B est la constante de Boltzmann, T_{He^+} est la température des ions He^+ et m_{He^+} est la masse d'un ion. En séparant comme nous l'avons fait plus haut la fonction de distribution en composantes parallèle et perpendiculaire à la vitesse d'ensemble, on a alors :

$$g(v_\parallel) = \frac{1}{\sigma_T\sqrt{\pi}} e^{-\left[\frac{v_\parallel - w_\parallel}{\sigma_T}\right]^2} \tag{2.24}$$

qui, avec le changement de variable $v_\parallel = c(1-\lambda/\lambda_0)$, donne l'expression analytique du profil d'absorption en fonction de la longueur d'onde :

$$\phi(\lambda) = \frac{\nu_0}{\sigma_T\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\nu_0(\lambda-\lambda_0)+w_\parallel}{\sigma_T}\right)^2} \qquad \text{avec} \qquad \int_0^{+\infty} \phi(\lambda)\mathrm{d}\lambda = 1 \tag{2.25}$$

Nous verrons dans le paragraphe 4.2.2 que le profil de la raie chromosphérique peut être approximé par une gaussienne, et donc :

$$\psi(\lambda) = \frac{1}{\sigma_C\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\lambda-\lambda_0}{\sigma_C}\right)^2} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \sigma_C = \dfrac{F_{WHM}}{2\sqrt{ln2}} \\ \displaystyle\int_0^{+\infty} \psi(\lambda)\mathrm{d}\lambda = 1 \end{cases} \tag{2.26}$$

où σ_C est la mi-largeur à 1/e de la gaussienne, à laquelle les observateurs préfèrent souvent la largeur totale à mi-hauteur F_{WHM}. L'intégrale du produit des profils d'excitation et d'absorption peut alors se réécrire sous la forme :

$$\frac{\nu_0}{\sigma_C\sigma_T\pi}\int_0^{+\infty} e^{-\left(\frac{L}{\sigma_C}\right)^2} e^{-\left(\frac{\nu_0 L + w_\parallel}{\sigma_T}\right)^2} \mathrm{d}L \qquad \text{avec} \qquad L = \lambda - \lambda_0 \tag{2.27}$$

$$\text{soit} \qquad A\int_0^{+\infty} e^{-p^2L^2} e^{-qL} dL \qquad \text{avec} \qquad \begin{cases} A = \dfrac{\nu_0}{\sigma_C\sigma_T\pi} e^{-\left(\frac{w_\parallel}{\sigma_T}\right)^2} \\ p^2 = \left(\dfrac{1}{\sigma_C}\right)^2 + \left(\dfrac{\nu_0}{\sigma_T}\right)^2 \\ q = \dfrac{2\nu_0 w_\parallel}{\sigma_T^2} \end{cases} \tag{2.28}$$

Qui admet la solution analytique [8]:

$$D(w_{\parallel},\sigma_c,\sigma_T) = A\frac{\sqrt{\pi}}{p}e^{\frac{q^2}{4p^2}} \tag{2.29}$$

En remplaçant cette expression dans l'équation 2.22, on obtient l'expression de la probabilité totale par unité de volume et par seconde de diffusion vers l'observateur d'un photon émis par la chromosphère :

$$\frac{B_{1s2s}}{4\pi\nu_0^2}\int_{\Omega} I_0 p(\theta) D(w_{\parallel},\sigma_c,\sigma_T)\ \mathrm{d}\omega \tag{2.30}$$

d'où l'on obtient l'expression du coefficient de photoexcitation défini dans l'équation 2.10 :

$$P_{1s2p} = \frac{B_{1s2s}}{\nu_0^2}\int_{\Omega} I_0 p(\theta) D(w_{\parallel},\sigma_c,\sigma_T)\ \mathrm{d}\omega \tag{2.31}$$

Bibliographie

[1] Arnaud, M., & Rothenflug, R. 1985, *An updated evaluation of recombination and ionization rates*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 60: 425-457

[2] Bashkin, S., & Stoner, Jr., J. O. 1975, *Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams*, 1. Hydrogen I - Phosphorus XV, North-Holland publishing company, Amsterdam. Oxford

[3] Beckers, J. M. & Chipman, E. 1974, *The Profile and Polarization of the Corolan Lyman αline* Sol. Phys., 34: 151-161

[4] Brosius, J. W., Davila, J. M. & Thomas, R. J. 1996, *Measuring active and quiet-sun coronal plasma properties with extreme-ultraviolet spectra from SERTS*, Astroph. Journ. Suppl. Ser., 106: 143-164

[5] Gabriel, A. H. 1971, *Measurements of the Lyman Alpha corona*, Sol. Phys., 21: 393-400

[6] Gabriel, A. H., Culhane, J. L., Patchett, B. E., Breeveld, E. R., Lang, J. & Parkinson, J. H. 1994, *Measurement of the solar coronal helium abundance*, non publié

[7] Golub, L. & Pasachoff, J. M., The solar corona, 1997, Cambridge university press, The Edimburg building, Cambridge CB2 2RU, UK

[8] Gradshteyn, I. S. & Ryzhik, I. M. 1980, *Table of Integrals, Series, and Products*, Academic Press, Inc., New York

[9] van de Hulst, H. C. 1957, *Light scattering by small particles*, Dover Publications Inc. 180 Varick Street, New York, N.Y. 10014

[10] Klarsfeld, S. 1969, *radiative decay of metastable hydrogenic atoms*, Phys. Lett., 30A(7): 382-383

[11] Koutchmy, S., Lamy, P., Stellmacher, G., Koutchmy, O., Dzubenko, N. I., Ivanchuk, V. I., Popov, O. S., Rubo, G. A. & Vsekhsvjatsky, S. K. 1978, *Photometrical analysis of the June 30, 1973 solar corona*, Astron. Astrophys., 69: 35-42

[12] Noci, G., Kohl, J. L, Withbroe, G. L., Solar wind diagnostics from doppler-enhanced scattering, Astrophys. Journ., 1987, 315, 706-715

[13] Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. & Flannery, B. P. 1992, *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press, Second edition

[14] Tobiska, W. K. 1991, *Revised solar extreme ultraviolet flux model*, Journ. Atm. Terr. Phys., 53(11/12): 1005-1018

[15] Tobiska, W. K. 1993, *Recent Solar extreme ultraviolet irradiance observations and modeling : a review*, Journ. Geophys. Res., 98(A11): 18879-18893

[16] Tobiska, W. K, Eparvier, F. G. 1997, *EUV97 : improvements to EUV irradiance modeling in the soft X-rays and FUV*, Sol. Phys., 177(1/2): 147-159

— 3 —

Paramètres atomiques

Dans le chapitre 2 nous avons développé l'expression théorique de l'intensité de la raie de résonance à 30.378 nm de l'ion He^+. Le calcul de l'équilibre d'ionisation coronal et de l'intensité des trois composantes de la raie font intervenir un certain nombre de paramètres atomiques. Leur détermination fait l'objet de ce chapitre.

3.1 Ionisation par collisions électroniques

L'ionisation par collisions correspond au processus :

$$Z_{nl}^{m+} + e^- \longrightarrow Z^{(m+1)+} + e^- + e^-$$

Le calcul théorique des section efficaces d'ionisation par impact électronique est un problème complexe car il fait intervenir trois corps après la collision. Bien que des progrès significatifs aient été réalisés ces dix dernières années, aucune théorie n'est à l'heure actuelle pleinement satisfaisante. La méthode dite de "Convergent Close Coupling" (CCC) donne des résultats encourageants ([6], [5]), mais la nécessité d'inclure un grand nombre de niveaux dans le modèle d'atome utilisé la rend lourde à mettre en pratique. Le modèle "Binary-Encounter-Bethe" (BEB) de Y.-K. Kim et M. E. Rudd [19] est généralement en excellent accord avec les résultats expérimentaux disponibles, et est d'application simple. On distingue deux cas :

$$\begin{aligned}
\sigma_i(E) &= \frac{S}{t+u+1}\left[\frac{1}{2}Q\left(1-\frac{1}{t^2}\right)\ln t + (2-Q)\left(1-\frac{1}{t}-\frac{\ln t}{t+1}\right)\right] \quad \text{pour He} \\
\sigma_i(E) &= \frac{S}{t+1}\left[\frac{1}{2}Q\left(1-\frac{1}{t^2}\right)\ln t + (2-Q)\left(1-\frac{1}{t}-\frac{\ln t}{t+1}\right)\right] \quad \text{pour } He^+_{1s} \\
&\text{avec} \begin{cases} t = E/B \\ u = U/B \\ S = 4\pi a_0^2 N_i (R/B)^2 \\ Q = \dfrac{2BM_i^2}{NR} \end{cases}
\end{aligned} \tag{3.1}$$

où a_0 est le rayon de Bohr, N est le nombre d'électrons de l'ion considéré avant collision, $R = 13.6$ eV est l'énergie de Rydberg, B est l'énergie de liaison de l'électron avant collision et U est l'énergie cinétique moyenne. Les valeurs de B, U, M_i^2 et N_i sont données dans la table 3.1.

ion	B (eV)	U (eV)	M_i^2	N_i
He	24.59	39.51	0.489	1.605
He^+_{1s}	13.60	13.60	0.2834	0.4343

Tab. 3.1 – *Coefficients du modèle BEB (équations 3.1).*

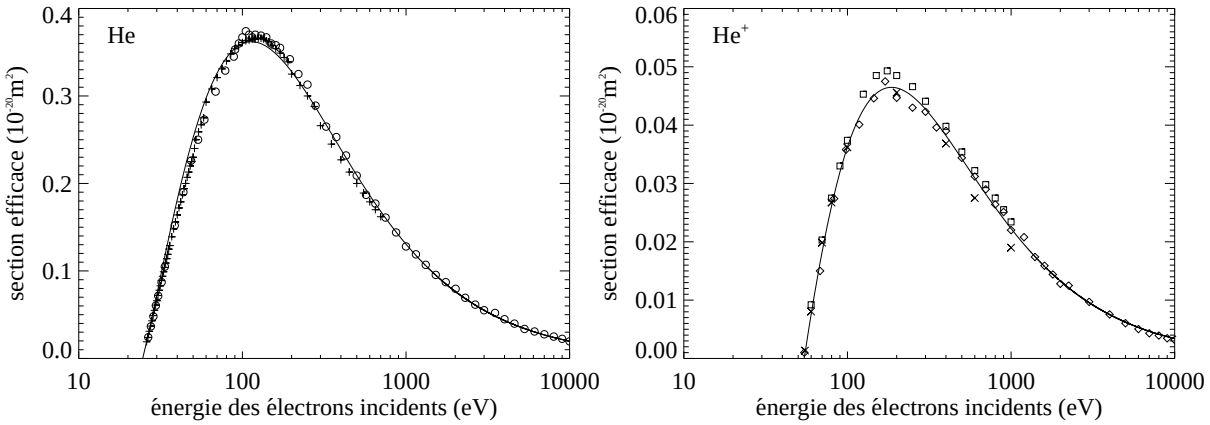

Fig. 3.1 – *Sections efficaces d'ionisation par collisions pour l'hélium neutre (à gauche) et l'He$^+$ (à droite) dans le niveau fondamental calculées avec le modèle BEB. On constate un bon accord avec les données expérimentales. ○ : M. B. Shah et al. [29], + : R. G. Montague et al. [22], ◇ : B. Peart et al. [23], □ : K. T. Dolder et al. [16]. Les × correspondent aux résultats de calculs par CCC [6].*

La figure 3.1 permet de constater que les sections efficaces calculées avec ce modèle (traits pleins) sont en bon accord avec les résultats expérimentaux de [12, 22, 16, 29] pour l'hélium neutre et de [12, 23, 16, 2] pour l'He$^+$.

A notre connaissance, aucun résultat de mesure n'a été publié pour la section efficace d'ionisation par collisions depuis le niveau métastable 2s de l'He$^+$. Les calculs numériques du groupe de I. Bray [5] utilisant la méthode de CCC [18] semblent reproduire fidèlement les mesures existantes de la section efficace de photoionisation depuis le niveau métastable de l'hydrogène. L'accord est aussi correct pour l'ionisation de l'He$^+$ depuis le fondamental (voir la figure 3.1). Malgré l'absence de confirmation expérimentale, nous avons donc choisi d'utiliser les résultats théoriques obtenus par CCC pour He^+_{2s} [6].

Une façon de présenter les sections efficaces de manière compacte est d'utiliser la formule de paramétrisation introduite par S. M. Younger [35] :

$$\sigma_i(E) = uI^2 \left\{ A\left(1-\frac{1}{u}\right) + B\left(1-\frac{1}{u}\right)^2 + C\ln u + D\frac{\ln u}{u} \right\} \quad \text{avec} \quad u = E/I \tag{3.2}$$

où E est l'énergie des électrons incidents, I est l'énergie d'ionisation et C est la constante de Bethe, calculée directement à partir des sections efficaces de photoionisation [35] et A, B, C et

D sont des paramètres libres. Avec cette formule, nous avons paramétrisé les sections efficaces calculées avec le modèle BEB ou par CCC. Les valeurs des paramètres A, B, C et D sont données dans la table 3.2.

	A	B	C	D
ion		(10^{-18}.m^2.eV^2)		
He	17.8	-11.0	7.0	-23.2
He^+_{1s}	25.5	-11.5	0.64	-23.3
He^+_{2s}	26.1	-13.4	0.16	-23.3

TAB. 3.2 – *Paramètres pour les formules 3.2 et 3.3*

Le taux d'ionisation $Q(T)$ s'obtient en intégrant la section efficace donnée par l'équation 3.2 sur la fonction de distribution des électrons. En supposant celle-ci maxwellienne, l'équation 3.2 devient :

$$Q(T) = \frac{6.69 \times 10^{-9}}{(k_B T)^{3/2}} \frac{e^{-x}}{x} \left\{ A\left[1 - x f_1(x)\right] + B\left[1 + x - x(2+x) f_1(x)\right] + C f_1(x) + D x f_2(x) \right\}$$

$$\text{avec} \begin{cases} x = \dfrac{I}{k_B T} \\ f_1(x) = e^x \displaystyle\int_1^\infty \frac{dt}{t} e^{-tx} \\ f_2(x) = e^x \displaystyle\int_1^\infty \frac{dt}{t} e^{-tx} \ln t \\ k_B T,\ I \text{ en eV} \end{cases} \tag{3.3}$$

où k_B est la constante de Boltzmann, I est le potentiel d'ionisation en eV, T est la température électronique et les coefficient A, B, C et D sont donnés dans la table 3.2. $f_1(x)$ et $f_2(x)$ se calculant numériquement en utilisant les expressions approchées données par M. Arnaud et R. Rothenflug [4] :

$$\begin{aligned}
x \leq 0.02 \qquad & f_1(x) = e^x \left\{ -\ln(x) - 0.5772 + x \right\} \\
0.02 < x < 1.5 \qquad & f_1(x) = \ln \frac{x+1}{x} - \left(0.36 + 0.03(x+0.01)^{+0.5}\right)(x+1)^{-2} \\
1.5 \leq x < 10 \qquad & f_1(x) = \ln \frac{x+1}{x} - \left(0.36 + 0.03(x+0.01)^{-0.5}\right)(x+1)^{-2} \\
x \geq 10 \qquad & f_1(x) = \frac{1}{x}\left\{ 1 - \frac{1!}{x} + \frac{2!}{x^2} - \frac{3!}{x^3} + \frac{4!}{x^4} \right\} \\
\forall\, x \qquad & f_2(x) = \frac{1}{x^2}\frac{P(x)}{Q(x)} \quad P(x) = \sum_{j=0}^{13} x^{-j} p_j \quad Q(x) = \sum_{j=0}^{14} x^{-j} q_j \quad \text{(voir TAB. 3.3)}
\end{aligned}$$

La figure 3.1 montre les taux d'ionisation par collisions électroniques obtenus avec en utilisant les paramétrisations des sections efficaces.

j	p_j	q_j
0	1.0000	1.0000
1	2.1658×10^2	2.1958×10^2
2	2.0336×10^4	2.0984×10^4
3	1.0911×10^6	1.1517×10^6
4	3.7114×10^7	4.0349×10^7
5	8.3963×10^8	9.4900×10^8
6	1.2889×10^{10}	1.5345×10^{10}
7	1.3449×10^{11}	1.7182×10^{11}
8	9.4002×10^{11}	1.3249×10^{12}
9	4.2571×10^{12}	6.9071×10^{12}
10	1.1743×10^{13}	2.3531×10^{13}
11	1.7549×10^{13}	4.9432×10^{13}
12	1.0806×10^{13}	5.7760×10^{13}
13	4.9776×10^{11}	3.0225×10^{13}
14		3.3641×10^{12}

Tab. 3.3 – *Valeurs de p_j et q_j utilisées pour évaluer $f_2(x)$.*

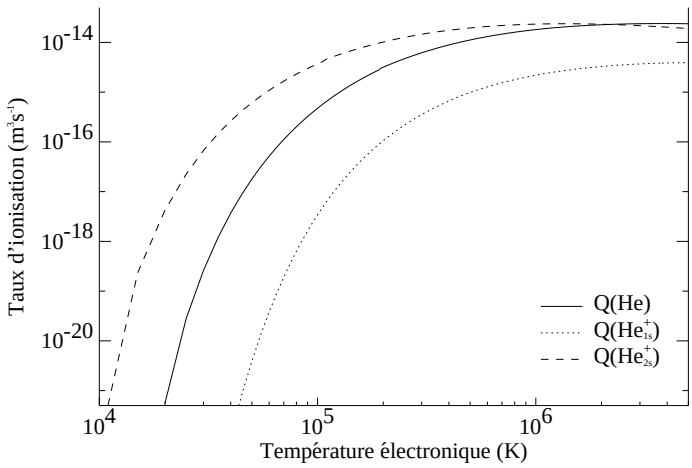

Fig. 3.2 – *Taux d'ionisation par collisions pour l'hélium neutre (trait plein),* He^+_{1s} *(trait pointillé court) et* He^+_{2s} *(trait pointillé long).*

3.2 Excitation depuis le niveau fondamental

L'excitation par collision électronique depuis le niveau fondamental correspond au processus :

$$Z^{m+}_{1s} + e^- \longrightarrow Z^{m+}_{nl} + e^-$$

Nous avons adopté la paramétrisation par splines proposée par A. Burgess et J. A. Tully [11]. Le coefficient d'excitation par collision est donné par :

$$C_{ij} = \frac{a_0 h}{m_e\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{I_\infty}{k_B T}}e^{-\frac{E_{ij}}{k_B T}}\frac{\Upsilon_{ij}}{g_i} \qquad \text{avec} \qquad I_\infty = 13.6068 \text{ eV} \tag{3.4}$$

où a_0 est le rayon de Bohr, h est la constante de Planck, E_{ij} est la différence d'énergie entre les niveaux i et j, k_B est la constante de Boltzmann, g_i est le poids statistique du niveau i et Υ_{ij} est reliée à l'intégrale de la section efficace d'excitation de i vers j sur la distribution d'énergie des électrons. Afin de reproduire le comportement de Υ en fonction de T sur intervalle de température infini, A. Burgess et J. A. Tully paramétrisent la fonction réduite Υ_r en fonction de la température réduite T_r qui varie entre 0 et 1. Selon que la transition est optiquement permise (type 1) ou interdite (type 2), Υ_{ij} et T se déduisent de ces grandeurs réduites par le jeu de relations suivantes :

type 1	type 2
$T_r = 1 - \dfrac{\ln C}{\ln\left(\frac{k_B T}{E_{ij}} + C\right)}$	$T_r = \dfrac{\frac{k_B T}{E_{ij}}}{\frac{k_B T}{E_{ij}} + C}$
$\Upsilon_r = \dfrac{\Upsilon}{\ln\left(\frac{k_B T}{E_{ij}} + \mathrm{e}\right)}$	$\Upsilon_r = \Upsilon$

(3.5)

où C est un paramètre ajustable. Υ_r est paramétrisée en fonction de T_r par des splines cubiques avec des nœuds en $T_r = 0$, 1/4, 1/2, 3/4 et 1. Les valeurs de C et de Υ_r aux nœuds sont reproduites dans la table 3.4 d'après la base de donnée atomiques CHIANTI [14] pour les transitions de structure fine depuis le fondamental, avec le type de transition associé. Ces valeurs sont ajustées pour reproduire les résultats théoriques de K. M. Aggarwal et al. [1] et K. Unnikrishnan et al. [30]. Les coefficients d'excitation vers les niveaux nl s'obtiennent par simple sommation des coefficients sur les niveaux de structure fine, et sont tracés sur la figure 3.3 en fonction de la température électronique.

Le coefficient associé au processus inverse, la désexcitation par collisions électroniques du niveau j vers le niveau i, est donné par la relation :

			T_r				
Transition	Type	C	0	1/4	1/2	3/4	1
$1s\ ^2S_{\frac{1}{2}} - 2s\ ^2S_{\frac{1}{2}}$	2	0.1	0.16280	0.15720	0.15110	0.13610	0.11520
$1s\ ^2S_{\frac{1}{2}} - 2p\ ^2P_{\frac{1}{2}}$	1	1.3	0.11010	0.13530	0.15660	0.21590	0.36950
$1s\ ^2S_{\frac{1}{2}} - 2p\ ^2P_{\frac{3}{2}}$	1	1.3	0.22060	0.27110	0.31370	0.43240	0.74010
$1s\ ^2S_{\frac{1}{2}} - 3s\ ^3S_{\frac{1}{2}}$	2	0.1	0.03110	0.04130	0.04019	0.03521	0.02181
$1s\ ^2S_{\frac{1}{2}} - 3d\ ^3P_{\frac{1}{2}}$	1	1.2	0.01704	0.02525	0.02845	0.03567	0.05918
$1s\ ^2S_{\frac{1}{2}} - 3d\ ^3P_{\frac{3}{2}}$	1	1.2	0.03414	0.05058	0.05698	0.07145	0.11850
$1s\ ^2S_{\frac{1}{2}} - 3p\ ^3D_{\frac{3}{2}}$	2	0.1	0.01634	0.01606	0.01614	0.01634	0.01396
$1s\ ^2S_{\frac{1}{2}} - 3p\ ^3D_{\frac{5}{2}}$	2	0.1	0.02454	0.02409	0.02421	0.02451	0.02094

TAB. 3.4 – *Paramètres pour la modélisation par splines cubiques des coefficients d'excitation par collisions (équations 3.4 et 3.5), d'après la base de données atomiques* CHIANTI.

$$C_{ji} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(\frac{E_{ij}}{k_B T}\right) C_{ij} \tag{3.6}$$

et est donc du même ordre de grandeur que le coefficient d'excitation. A 1 MK, les coefficients sont de l'ordre de 10^{-15} m^3s^{-1} ce qui, avec une densité électronique de 10^{14} m^{-3}, donne une taux de 0.1 s^{-1}. Ce taux est très faible devant les taux de désexciation spontanée, ce qui justifie que nous ayons négligé la désexcitation par collisions dans les calculs de population du niveau $2p$ de l'ion He^+ (voir le paragraphe A.4).

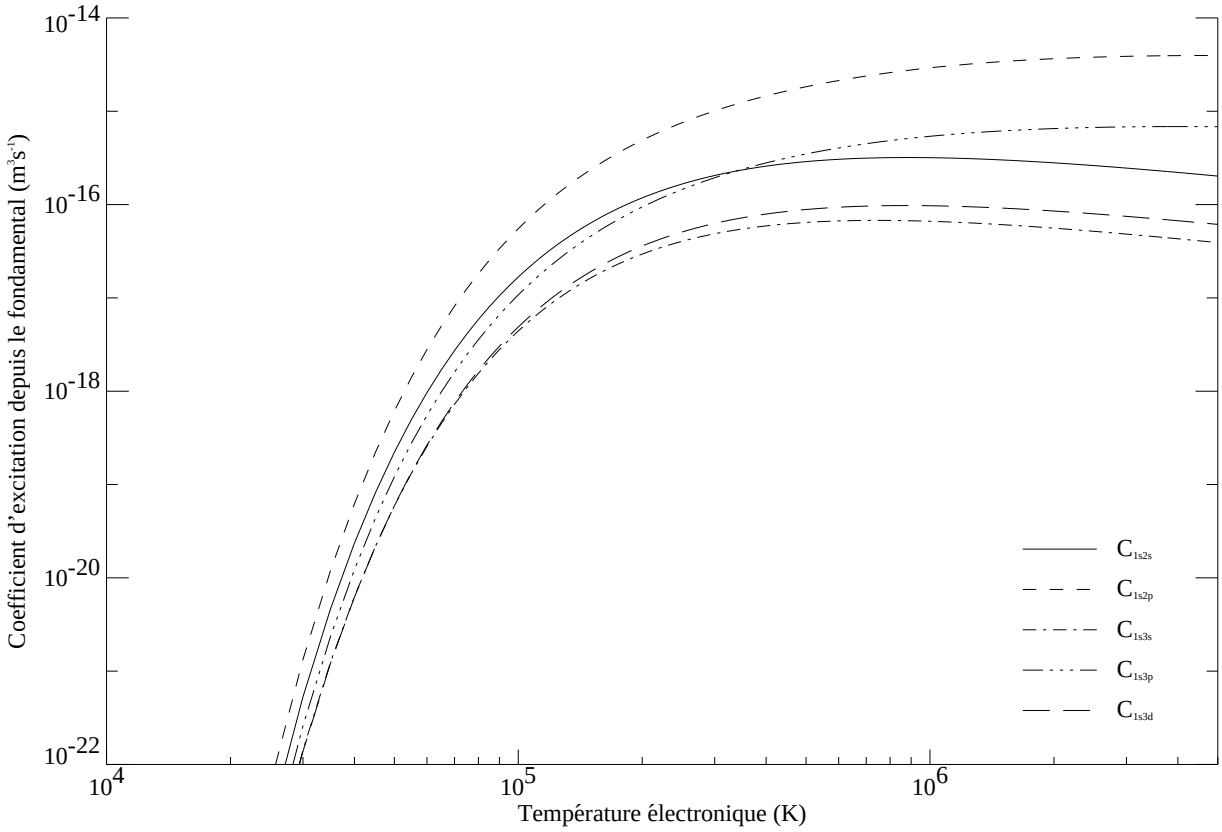

Fig. 3.3 – *Coefficients d'excitation par collisions depuis le fondamental de l'ion He^+ vers les niveaux $2s$, $2p$, $3s$, $3p$ et $3d$, en fonction de la température électronique.*

3.3 Recombinaison

Nous prenons en compte dans le calcul de l'équilibre d'ionisation de l'hélium la recombinaison radiative et la recombinaison diélectronique. Cette dernière sera traitée au paragraphe 3.3.2. La recombinaison radiative est traitée au paragraphe suivant.

3.3.1 Recombinaison radiative

La recombinaison radiative correspond au processus :

$$Z_{nl}^{(m+1)+} + e^- \longrightarrow Z_{n'l'}^{m+} + h_\nu$$

où un électron e^- se recombine avec un ion $Z_{nl}^{(m+1)+}$ pour former un ion $Z_{n'l'}^{m+}$. Si l'état final $n'l'$ n'est pas le fondamental, alors il se désexcite en émettant en photon h_ν. Pour la recombinaison de l'He^{2+} vers l'He^+, nous avons besoin d'une par des coefficients de recombinaison partiels vers les niveaux individuels $2s$, $2p$, $3s$, $3p$ et $3d$, et d'autre part du coefficient de recombinaison total, somme des coefficients partiels vers tous les niveaux. Pour la recombinaison de l'He^+ vers l'hélium neutre nous n'avons besoin que du coefficient total. Dans les deux cas nous avons adopté la paramétrisation proposée par D. A. Verner et J. G. Ferland [32] :

$$\alpha_{\mathrm{ra}}^{nl}(T) = a\left[\sqrt{\frac{T}{T_0}}\left(1+\sqrt{\frac{T}{T_0}}\right)^{1-b}\left(1+\sqrt{\frac{T}{T_1}}\right)^{1+b}\right]^{-1} \qquad \text{en} \qquad [\mathrm{m}^{-3}.\mathrm{s}^{-1}] \tag{3.7}$$

où a, b, T_0 et T_1 sont les paramètres libres. Ils sont donnés page 470 de [32] pour la recombinaison totale vers He et He^+, mais pas pour la recombinaison partielle. Nous avons donc effectué de nouvelles paramétrisations à partir de la formule de A. Burgess [7] donnant le coefficient de recombinaison partiel vers un niveau nl d'un ion hydrogénoïde :

$$\alpha_{\mathrm{ra}}^{nl} = \left(\frac{2\sqrt{\pi}\alpha^4 a_0^2 c}{3}\right)\frac{2\sqrt{y}}{n^2} Z \sum_{l'=l\pm1} I(n,l,l',t) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} y = \dfrac{Z^2 Rhc}{k_B T} \\ t = \dfrac{T}{10^4 Z^2} \end{cases} \tag{3.8}$$

où a_0 est le rayon de Bohr, c est la vitesse de la lumière dans le vide, α est la constante de structure fine, Z est le numéro atomique, R est la constante de Rydberg, k_B est la constante de Boltzmann, et $I(n,l,l',t)$ est une fonction donnée pour 15 valeurs de $X = N^2\kappa^2$ dans la table 2 de [7] sous la forme de la fonction $\Phi(n,l,l',t)$ définie par :

$$\begin{aligned} \Phi(n,l,l',t) &= I(n,l,l',t) \quad \forall\, t \leq 1 \\ &= tI(n,l,l',t) \quad \forall\, t \geq 1 \end{aligned}$$

Nous avons paramétrisé les coefficients de recombinaison partiels ainsi calculés par la formule 3.7. Les paramètres correspondants, ainsi que les coefficients pour la recombinaison totale repris d'après [32] sont reportés dans la table 3.5.

Tous les coefficients de recombinaison calculés, partiels et totaux, sont présentés sur la figure 3.4 en fonction de la température électronique. A titre de comparaison, nous avons reporté par des + le coefficient de recombinaison total vers l'He^+ calcule avec la formule donnée par M. J. Seaton [26], qui est précise à mieux que 3% dans l'intervalle de température considéré et recommandée par M. Arnaud [4]. Nous avons aussi tracé le coefficient de recombinaison partiel vers le fondamental de l'He^+ (obtenu par la formule 3.8, les paramètres correspondants étant donnés dans la table 3.5), afin de justifier la restriction de notre modèle d'ion He^+ aux niveaux $n \leq 3$. En effet, nous pouvons constater que la somme des coefficients de recombinaison partiels vers tous les niveaux jusqu'à $3d$ représente environ 95% du coefficient de recombinaison total. Comme de plus les électrons situés sur ces niveaux après recombinaison n'ont pas un rapport de branchement vers $2p$ égal à 1, la contribution de la recombinaison radiative vers les niveaux supérieurs à $3d$ est négligeable.

Ion	a ($m^3.s^{-1}$)	b	T_0	T_1
He	9.356×10^{-16}	0.7892	0.4266	4.677×10^6
He^+	1.891×10^{-16}	0.7524	9.3700	2.774×10^6
He^+_{1s}	5.264×10^{-20}	1.9035	95557	1.264×10^6
He^+_{2s}	4.137×10^{-20}	1.7359	51980	1.162×10^6
He^+_{2p}	1.059×10^{-19}	12.602	18457	2.933×10^5
He^+_{3s}	5.162×10^{-20}	1.4231	18949	1.332×10^6
He^+_{3p}	1.634×10^{-19}	14.480	19056	2.852×10^5
He^+_{3d}	1.658×10^{-19}	12.482	18662	2.973×10^5

Tab. 3.5 – *Paramètres pour la formule de fit 3.7.*

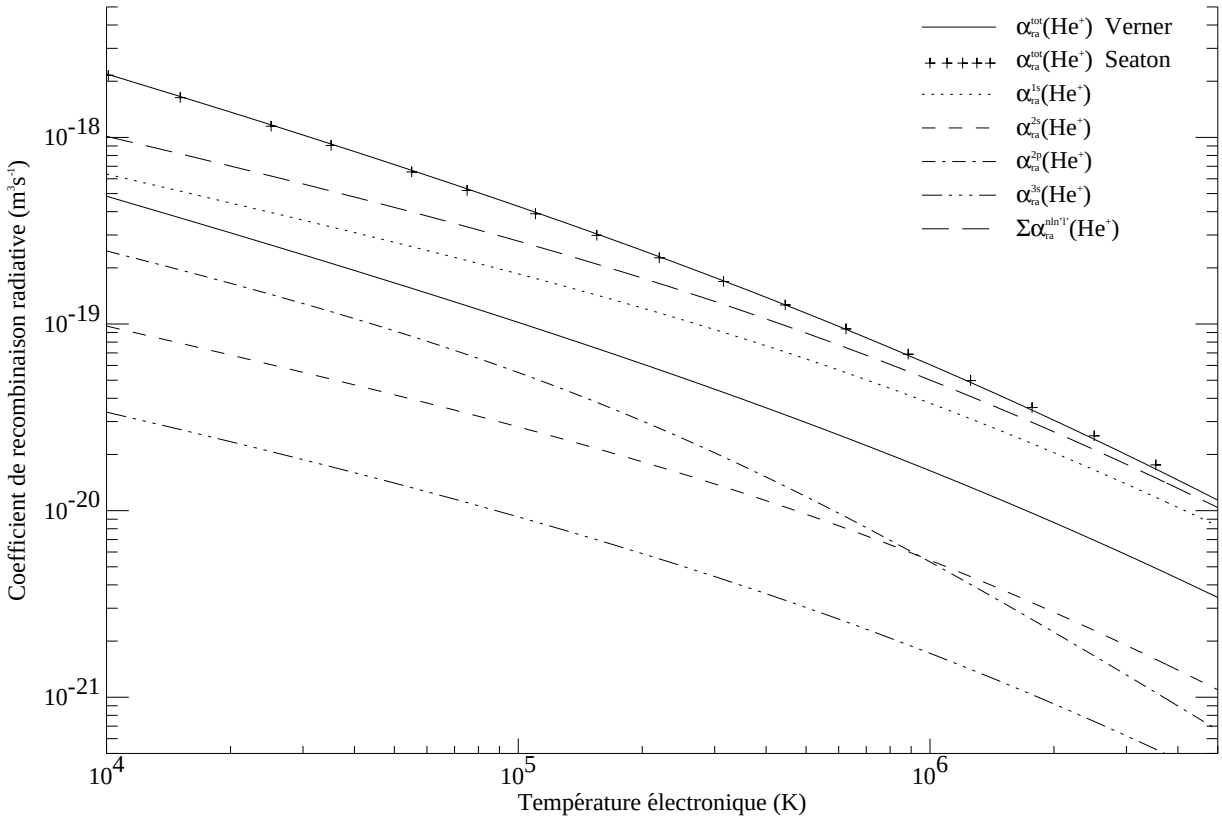

Fig. 3.4 – *Coefficients de recombinaison totaux de He^{2+} vers He^+, et de He^+ vers He, et coefficients de recombinaison partiels de He^{2+} vers les niveaux $2s$, $2p$, $3s$, $3p$ et $3d$ de He^+.*

3.3.2 Recombinaison diélectronique

La recombinaison diélectronique correspond aux processus :

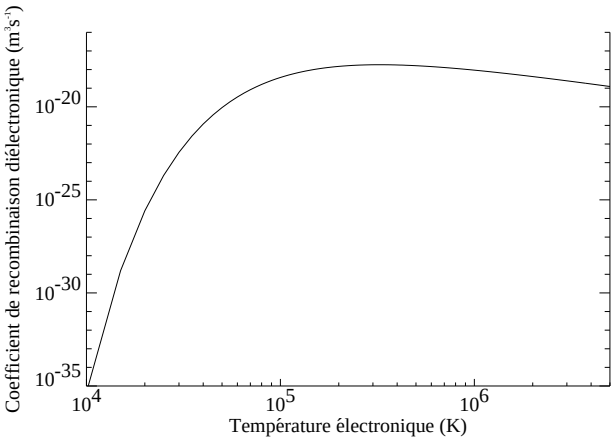

FIG. 3.5 – *Coefficient de recombinaison diélectronique de He^+ vers l'hélium neutre en fonction de la température électronique.*

$$\begin{array}{lcl} Z_{nl}^{(m+1)+} + e^- & \longleftrightarrow & Z_{n'l',n''l''}^{m+} \\ \text{et} \quad Z_{n'l'n''l''}^{m+} & \longrightarrow & Z_{n'l',n'''l'''}^{m+} + h_\nu \end{array}$$

où un électron e^- se recombine avec un ion $Z_{nl}^{(m+1)+}$ en résonance avec un des électrons de ce dernier pour former un ion $Z_{n'l',n''l''}^{m+}$. L'ion ainsi formé dans l'état doublement excité $n'l'$,$n''l''$ peut alors soit s'autoioniser, soit se désexciter en émettant un photon h_ν. Comme la recombinaison diélectronique ne peut se produire qu'avec un ion possédant au moins un électron au départ et deux à l'arrivée, elle ne concerne que la recombinaison de l'He^+ vers l'hélium neutre. Nous utilisons la paramétrisation proposée par S. M. V. Aldrovandi et D. Péquignot [3] :

$$\alpha_{\rm di} = A_{\rm di} T_e^{-3/2} \exp(-T_0/T_e)\,[1 + B_{\rm di}\exp(-T_1/T_e)] \quad \text{en} \quad [\text{m}^{-3}.\text{s}^{-1}] \tag{3.9}$$

où T_e est la température électronique, et les coefficients $A_{\rm di}$, $B_{\rm di}$, T_0 et T_1 pour l'hélium neutre sont donnés dans la table 3.6. Ces paramètres ayant été obtenus à partir de la formule semi-empirique de A. Burgess [9], le coefficient $A_{\rm di}$ donné dans table 3.6 a été corrigé par le facteur suggéré par A. Burgess et A. S. Tworkowski [10] et qui vaut 0.616 pour l'hélium.

Ion	$A_{\rm di}$ ($\text{m}^3.\text{s}^{-1}.\text{K}^{3/2}$)	$B_{\rm di}$	T_0 (K)	T_1 (K)
He	1.17×10^{-9}	0.3	4.7×10^5	9.4×10^4

TAB. 3.6 – *Coefficients pour He pour la formule de fit 3.9.*

La figure 3.5 montre le coefficient de recombinaison diélectronique de l'He^+ vers l'hélium neutre en fonction de la température électronique. Négligeable aux basses températures, il est de l'ordre des coefficients de recombinaison radiative (voir la figure 3.4) aux températures supérieures à 5×10^4 K, et affecte ainsi sensiblement la fraction d'ionisation de l'hélium neutre.

3.4 Photoionisation

La photoionisation correspond au processus :

$$Z_{nl}^{m+} + h_\nu \longrightarrow Z^{(m+1)+} + e^-$$

où un photon h_ν d'énergie supérieure au potentiel d'ionisation de l'ion Z_{nl}^{m+} arrache un électron $e-$ à ce dernier pour former un ion $Z^{(m+1)+}$. La section efficace de photoionisation depuis He_{2s}^+ est nécessaire à l'évaluation de l'expression 2.2. Plusieurs auteurs ont proposé des formules paramétriques pour les sections efficaces de photoionisation, mais ne donnent jamais les paramètres correspondants pour les niveaux excités. Nous avons donc effectué une paramétrisation à partir de la formule donnée par A. Burgess [7] pour la section efficace de photoionisation depuis le niveau nl d'un ion hydrogénoïde:

$$\sigma_{nl}(k^2) = \left(\frac{4\pi\alpha a_0^2}{3}\right)\frac{n^2}{Z^2}\sum_{l'=l\pm1}\frac{l_>}{2l+1}\Theta(n,l;\kappa,l') \quad \text{avec} \quad \begin{cases} h\nu = \left(\dfrac{Z^2}{n^2}+k^2\right)I_H \\ \kappa = \dfrac{k}{Z} \end{cases} \tag{3.10}$$

où α est la constante de structure fine, a_0 est le rayon de Bohr, Z est le numéro atomique, h est la constante de Planck, ν est la fréquence du photon incident et $\Theta(n,l;\kappa,l')$ est une fonction dont la valeur numérique est donnée pour 15 valeurs de $X = N^2\kappa^2$ dans la table 1 de [7]. Les sections efficaces obtenues par cette méthode ont ensuite été fitées avec la formule proposée par D. A. Verner [33] :

$$\sigma_{nl}(E) = \sigma_0\left[(x-1)^2+y_w^2\right]y^{0.5P-5.5}\left(1+\sqrt{y/y_a}\right)^{-P} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} y = \sqrt{x^2+y_1^2} \\ x = \dfrac{E}{E_0} - y_0 \end{cases} \tag{3.11}$$

où E est l'énergie du photon incident en eV, et σ_0, E_0, y_w, ya, P, y_0 et y_1 sont les paramètres donnés dans la table 3.7

Ion	E_0	$\sigma_0(\mathrm{m}^2)$	y_a	P	y_w	y_0	y_1
He_{2s}^+	2.65	4.1×10^{-20}	0.0	0.0	3.288×10^1	0.0	2.963

Tab. 3.7 – *Coefficients pour la formule de fit 3.11.*

La figure 3.6 montre, en fonction de la longueur d'onde, les sections efficaces calculées avec la formule de 3.10 (+), et le fit de ces valeurs par l'expression 3.11 (trait plein). La limite de 91.2 nm correspond au potentiel d'ionisation depuis le niveau $2s$.

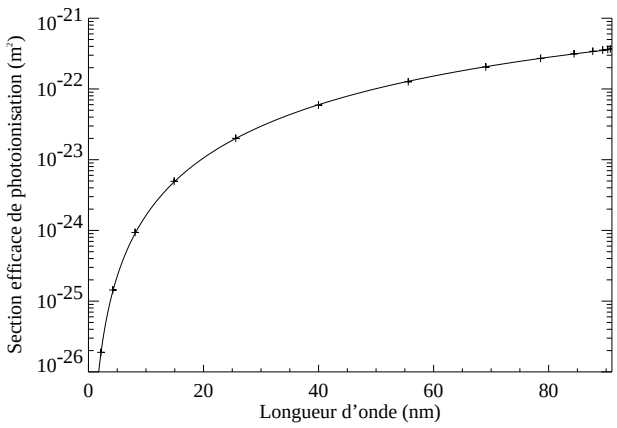

FIG. 3.6 – *Valeurs calculées (+) et fit (trait plein) de la section efficace de photoionisation depuis le niveau* $2s$ *de l'*He^+*, entre 0 et 91.2 nm.*

Bibliographie

[1] Aggarwal, K. M., Callaway, J., Kingston, A. E., & Unnikrishnan, K. 1992, *Excitation rate coefficients for transitions among the n = 1, 2, and 3 levels of* He^+, Astrophys. Journ., 80: 473-477

[2] Achenbach, C., Müller, A., Salzborn, & E., Becker, R. 1984, *Single ionisation of multiply charged xenon ions by electron impact*, J. Phys. B: At. Mol. Phys., 17: 1405-1425

[3] Aldrovandi, S. M. V. & Péquignot, D. 1973, *Radiative and Dielectronic Recombinaison Coefficients for Complex ions*, Astron. Astrophys., 25: 137-140

[4] Arnaud, M., & Rothenflug, R. 1985, *An updated evaluation of recombination and ionization rates*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 60: 425-457

[5] Bartschat, K., & Bray, I. 1996, *Electron-impact ionization of atomic hydrogen from the 1S and 2S states*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 29: L577-L583

[6] Bray, I., McCarthy, I. E., Wigley, J., & Stelbovics, A. T. 1993, *Calculation of electron scattering on the* He^+ *ion*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 26: L831-L836

[7] Burgess, A. 1964, *Tables of hydrogenic photoinization cross-sections and recombination coefficients*, Memoirs of the Roy. Astron. Soc., 69: 1-19

[8] Burgess, A. 1964, *Dielectronic recombination and the temperature of the solar corona*, Astrophys. Journ. Letters, 139(2): 776-780

[9] Burgess, A. 1964, *Dielectronic recombination and the temperature of the solar corona*, Astrophys. Journ. Letters, 141(4): 1588-1590

[10] Burgess, A., & Tworkowski, A. S. 1976, *Dielectronic recombination to form helium-like ions*, Astrophys. Journ. Letters, 205: L105-L107

[11] Burgess, A., & Tuly, J. A. 1992, *On the analysis of collisions strengths and rate coefficients*, Astron. Astrophys., 254: 436-453

[12] Defrance, P., Brouillard, F., Claeys, W., & Van Wassenhove, G. 1981a, *Crossed beam measurement of absolute cross sections: an alternative method and its applications to the electron impact ionisation of* He^+, J. Phys. B: At. Mol. Phys., 14: 103-110

[13] Defrance, P., Claeys, W., Cornet, A., & Poulaert, G. 1981b, *Electron impact ionisation of metastable atomic hydrogen*, J. Phys. B: At. Mol. Phys., 14: 111-117

[14] Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignori Fossi, B. C. & Young, P. R. 1997, CHIANTI - *an atomic database for emission lines*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 125: 149-173

[15] Dixon, A. J., von Engel, A., & Harrison, M. F. A. 1975, *A measurement of the electron impact ionization cross section of atomic hydrogen in the metastable 2S state*, Proc. R. Soc. Lond., 343: 333-349

[16] Dolder, K. T., Harrison, M. F. A., & Thoneman, P. C. 1961, *A measurement of the ionization cross-section of helium ions by electron impact*, Proc. R. Soc. Lond., 264(A): 367-378

[17] Fisher, V. I., Ralchenko, Y. V., Bernshtam, V. A., Goldgirsh, A., Maron, Y., Vainshtein, L. A., Bray, I., & Golten, H. 1997, *Electron-impact-excitation cross sections of hydrogenlike ions*, Phys. Rev. A, 55(1): 329-334

[18] Fursa, D. V. & Bray, I 1995, *Calculation of electron-helium scattering*, Phys. Rev. A, 52(2): 1279-1297

[19] Kim, Y.-K., & Rudd, M. E. 1994, *Binary-encounter-dipole model for electron-impact ionization*, Phys. Rev. A, 50: 3954-3967

[20] Kim, Y.-K., Johnson, W. R., & Rudd, M. E. 2000, *Cross sections for singly differential and total ionization of helium by electron impact*, Phys. Rev. A, 61: 034702

[21] Koller, H. H. 1975, Inaugural dissertation, Universität Zürich,

[22] Montague, R. G., Harrison, M. F. A., & Smith, A. C. H. 1984, *A measurement of the cross section for ionisation of helium by electron impact using a fast crossed beam technique*, J. Phys. B: At. Mol. Phys., 17: 3295-3310

[23] Peart, B., Walton, D. S., & Dolder, K. T. 1969, *The ranges of validity of the Born and Bethe approximations for the single ionization of He^+, and Li^+ ions by electron impact*, J. Phys. B: At. Mol. Phys., 2(2): 1347-1352

[24] Péquignot, D., Petitjean, & P., Boisson, C. 1991, *Total and effective radative recombination coefficients*, Astron. Astrophys., 251: 680-688

[25] Seaton, M. J., 1954, *Cross section for 2s-2p transitions in H and 3s-3p transitions in Na produces by electron and by proton impact*, Proc. Phys. Soc., 6(A): 457-473

[26] Seaton, M. J. 1959, *Radiative recombination rates of hydrogenic ions*, Month. Not. Roy. Astron. Soc., 119(2): 81-89

[27] Shah, M. B., Gilbody, H. B. 1985, *Single and double ionisation of helium by H^+, He^{2+}, and Li^{3+} ions*, J. Phys. B: At. Mol. Phys., 18: 899-913

[28] Shah, M. B., Elliott, D. S., & Gilbody, H. B. 1987, *Pulsed crossed-beam study of the ionisation of atomic hydrogen by electron impact*, J. Phys. B: At. Mol. Phys., 20: 3501-3514

[29] Shah, M. B., Elliott, D. S., McCallion, P., & Gilbody, H. B. 1988, *Single and double ionisation of helium by electron impact*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 21: 2751-2761

[30] Unnikrishnan, K., & Callaway, J. 1991, *Optical-popential study of electron-impact excitation of He^+*, Phys. Rev. A, 43(11): 5966-5970

[31] Verner, D. A., Verner, E. M., & Ferland, G. J. 1996a, *Atomic data for permitted resonance lines of atoms and ions from H to Si, and S, Ar, Ca, and Fe*, At. Data Nucl. Tab., 64: 1-180

[32] Verner, D. A., & Ferland, G. J. 1996b, *Atomic data for astrophysics. I. Radiative recombination rates for H-like, He-like, Li-like, and Na-like ions over a broad range of temperature*, Astrophys. Journ. Suppl. Ser., 103: 467-473

[33] Verner, D. A., Ferland, G. J. and & Korista, K. T. 1996c, *Atomic data for astrophysics. II. New analytic fits for photoionization cross sections of atoms and ions*, Astrophys. Journ., 465: 487-498

[34] Younger, S. M. 1981a, *Electron-impact-ionization cross sections and rates for highly ionized berylliumlike ions*, Phys. Rev. A, 24(3): 1278-1285

[35] Younger, S. M. 1981b, *Electron impact ionization cross sections and rates for highly ionized atoms*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 26(4): 329-337

[36] Younger, S. M. 1981c, *Cross sections and rates for direct electron-impact ionization of sodiumlike ions*, Phys. Rev. A, 24(3): 1272-1277

— 4 —

Paramètres de la couronne et de la chromosphère solaires

Dans le chapitre 2 , nous avons développé des expressions pour chacune des composantes de collision (équation 2.11), de recombinaison (équation 2.12) et de diffusion résonnante (équation 2.10) de la raie de résonance de l'ion He^+. Directement ou par l'intermédiaire de certains des paramètre atomiques (taux de collision, de recombinaison, etc...) discutés au chapitre précédent, ces expressions font intervenir les grandeurs suivantes :

- abondance d'hélium
- profil de la raie chromosphérique
- profil de la raie coronale
- intensité de la raie chromosphérique
- vitesse des ions He^+ présents dans la couronne
- densité électronique
- température électronique

lesquelles dépendent des conditions physiques locales présentes dans l'atmopshère solaire (chromosphère ou couronne). Le modèle que nous avons développé requiert la connaissance des valeurs numériques de ces grandeurs. Au fil des paragraphes suivants, nous examinerons comment obtenir la meilleure estimation possible de chacune d'elles. Notre but ne sera pas de fournir de nouveaux résultats (à part pour les caractéristiques de la raie chromosphérique), car la mesure de chaque paramètre pourait à elle seule faire l'objet d'un travail de recherche indépendant. Nous nous contenterons donc dans la plupart des cas d'utiliser des résultats déjà existants, bien que les observations disponibles soient parfois insuffisantes. Le profil et l'intensité de la raie chromosphérique, et dans une moindre mesure la densité électronique, sont relativement aisément mesurables, mais le profil de la raie coronale, la température électronique et la vitesse du plasma sont plus mal connues. Dans ces dernier cas, il ne sera pas question de déterminer une valeur exacte, mais plutôt une valeur la plus probable compte tenu des connaissances actuelles, en insistant sur les différences pouvant exister entre les différentes régions de la couronne (principalement les trous coronaux et les streamers équatoriaux). Il est important de prendre en compte ces variations si nous voulons que notre modèle puisse reproduire la complexité des observations. De plus, la connaissance de ces variations sera utile lorsque nous interpréterons les observations de EIT en les confrontant aux prédictions de notre modèle. Les incertitudes sur les paramètres observationnels déterminés dans ce chapitre pouvant être importantes, il est nécessaire d'en étudier les répercussions sur les intensités prédites. Ceci sera fait au chapitre suivant lorsque nous intégrerons ces valeurs numériques aux expressions théoriques de notre modèle.

4.1 Abondance d'hélium

Les équations développées au cours du chapitre 2 montrent que l'intensité des trois composantes de la raie est directement proportionnelle à l'abondance d'hélium. Comme nous l'avons vu dans la discussion d'introduction, cette baondance a fait l'objet de nombreuses études observationnelles dans l'intérieur solaire, dans la photosphère ou la chromosphère et dans le vent solaire, mais très peu de données existent en ce qui concerne la couronne. A notre connaissance, la meilleure mesure de l'abondance d'hélium dans la couronne solaire a été effectuée avec l'instrument CHASE [35] embraqué à bord de Spacelab 2. La valeur reportée par A. H. Gabriel est $A_{\mathrm{He}} = N_{\mathrm{He}}/N_{\mathrm{H}} = 0.079 \pm 0.011$ [20]. Cette valeur est légèrement plus faible que les valeurs de 0.085 environ déduites pour l'intérieur du Soleil par les méthodes d'héliosismologie, ce qui semble indiquer que l'abondance d'hélium dans la couronne n'atteint pas les valeurs élevées suggérées par certains modèles de vent solaire (voir par exemple [22]), tout du moins dans la couronne interne (les observations de CHASE ont été effectuées entre 1 et 3 minutes d'arc au-dessus du limbe). A une unité astronomique, les détecteurs de particules montrent que l'abondance moyenne dans le vent solaire est de 0.04 environ, soit deux fois plus faible que dans la photosphère. De ce fait, il est clair qu'à une certaine altitude dans la couronne, l'abondance d'hélium doit varier pour faire la liaison entre l'abondance photosphérique et l'abondance dans le vent solaire. Or les études thériques n'excluent pas que cete liaison se fasse via un augmentation de l'abondance vers des valeurs élevées de 10% ou plus suivie d'une diminition vers les valeurs interplanétaires. Le comportement de l'abondance d'hélium est donc largement inconnu dans l'intervalle d'altitudes couvert par le champ de vue de EIT. De ce fait, nous avons choisi d'adopter l'attitude conservatrice consistant à utiliser l'abondance de 0.079 mesurée par A. H. Gabriel et à la considérer identique en tout point de la couronne. L'incertitude associée publiée est de 1%, mais si l'abondance d'hélium varie et atteint effectivement des valeurs élevées dans la couronne, mettons 20%, cette valeur est fausse de 250%, et est de ce fait la principale source d'incertitude sur l'intensité prédite par notre modèle.

4.2 Profil de la raie chromosphérique

Nous avons montré au chapitre précédent que l'expression de la composante de diffusion résonante d'une raie coronale dépend du profil de la raie chromosphérique excitatrice. En effet, supposons que la largeur de la raie d'absorption coronale et l'intensité de la raie chromosphérique sont fixées. Supposons de plus pour simplifier que la vitesse relative du plasma coronal par rapport à la chromosphère est nulle, c'est à dire que les raies chromosphériques et coronales sont centrées l'une sur l'autre (le cas d'une vitesse du plasma coronal non nulle sera discuté au paragraphe 4.5). Si la raie chromosphérique est large par rapport à la raie d'absorption coronale, alors une fraction importante de son flux est absorbé par les ailes de cette dernière avec une faible efficacité. Inversement si la raie chromosphérique est étroite, la totalité de son flux est absorbé par le cœur de la raie coronale, là où l'absorption est la plus efficace. Pour une largeur de la raie coronale donnée, le processus de diffusion résonante est donc d'autant plus efficace que la raie chromosphérique est étroite

De tous les paramètres discutés dans ce chapitre, le profil de la raie chromosphérique est celui dont la détermination est la plus fiable car les observations spectroscopiques sont nombreuses,

les mesures ne font pas intervenir d'étalonnages absolus, et les différents valeurs sont cohérentes entre elles. Au paragraphe suivant nous résumerons brièvement les résulats déjà existants, puis au paragraphe 4.2.2 nous présenterons les résultats contemporains de SoHO [1] que nous avons obtenus avec le spectrographe SERTS. Toutes ces données nous mèneront à la conclusion qu'en période de minimum solaire, la raie chromosphérique peut être représentée par une gaussienne d'environ 10 pm de largeur à mi-hauteur, ce qui justifie la supposition faite au chapitre précédent pour exprimer analytiquement l'intégrale du produit des profils des raies chromosphérique et coronal et aboutir à l'équation 2.29.

4.2.1 Résultats anciens

Le tableau 4.1 est une synthèse des mesures de la largeur de la raie de résonance de l'He^+, y compris celles que nous avons effectués avec le spectrographe SERTS et qui seront décrites au paragraphe suivant. A part J. W. Brosius qui reporte des valeurs jusqu'a deux fois plus faibles, tous les autres auteurs s'accordent sur une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 11 pm (L'intervalle donné par Berhing et al. [4] inclut certes des valeurs plus élevées, mais n'est qu'une estimation). Nous reviendrons plus loin sur ces différences. De plus, il semble que le profil de la raie soit systématiquement plus étroit de 1 à 2 pm dans les régions actives qu'en Soleil calme. La plupart des observateurs concluent à un profil gaussien dela raie. Même si les profils présentés G. W. Cushman [12] ne sont pas commentés plus avant, ils semblent eux aussi à peu près gaussiens. Cependant un second article du même auteur [13] mentionne des profils non gaussiens, et ce d'autant plus que l'on est près du bord du disque. La figure 2 de cet article montre même un léger renversement près du limbe. C'est à notre connaissance le seul cas de profil non gaussien qui ait été publié (la figure 1 de l'article de U. Feldman [17] semble elle aussi montrer un profil non gaussien près du bord, mais l'auteur n'est pas clair à ce sujet). Un tel effet pourait être dû a un acroissement de l'épaisseur optique près du limbe. Néanmoins, du fait du caractère isolé de ces résultats (voir tableau 4.1) et la qualité des observations récentes de SERTS (voir le paragraphe suivant) qui ont toujours trouvé des profils gaussiens quelle que soit la région observée, nous avons décidé de ne pas en tenir compte.

4.2.2 Résultats récents : le spectrographe SERTS

Embarqué à bord de fusées sondes, l'instrument SERTS (Solar Extreme-ultraviolet Rocket Telescope and Spectrograph) utilise un télescope à incidence rasante de type Wolter II pour former une image du disque solaire sur la fente d'un spectrographe stigmatique. La forme particulière de la fente (voir la figure 4.1), avec deux lobes larges aux deux extrémités d'une fente fine classique (d'où le nom de sablier), permet d'obtenir simultannément et sur un même détecteur des spectrohéliogrammes et des spectres dans un large intervalle du spectre ultraviolet incluant la bande passante à 30.4 nm de EIT. La résolution spectrale d'environ 0.1 nm permet de séparer sans difficulté les raies du Si^{10+}et de l'He^+. SERTS a effectué son premier vol en 1983, mais à cause de problèmes techniques, les premiers spectres exploitables n'ont été

1. Remarquons que le spectrographe imageur CDS embarqué à bord de SOHO peut observer quotidiennement la raie de résonance de l'He^+dans le second ordre (donc à 60.8 nm) avec le NIS (Normal Incidence Spectrograph) ou dans le premier ordre avec le GIS (Grazing Incidence Spectrograph), mais dans les deux cas la résolution spectrale est insuffisante pour résoudre la largeur de la raie

Année	Auteur	Réf.	Région	Largeur (pm)	Profil
1969	Feldman et al.	[17]	Centre	11.2	gaussien
			Bord	12.5	non gaussien?
	Behring et al.	[4]	-	$\in$ [12,19]	-
1973	Doschek et al.	[15]	DI	10	gaussien
1973	Cushman et al.	[12]	SC	12	-
			RA	10	
1975	Cushman et Rense	[13]	SC	11 ± 1	non gaussien
			RA	10 ± 1	
			Bord	14 ± 1	
1991	Brosius et al.	[7]	SC	9.64 ± 0.72	gaussien
			RA	7.15 ± 0.73	
1993	Brosius et al.	[7]	SC	7.37 ± 0.71	gaussien
			RA	5.27 ± 0.82	
1997	Présente étude		SC	11.5 ± 1.45	gaussien
			RA	8.88 ± 0.40	

Tab. 4.1 – *Tableau récapitulatif des mesures de la largeur à mi-hauteur de la raie de résonance de l'ion* He^+. *Les valeurs sont données en picomètres (*$1\ pm = 10^{-12}\ m$*). Les abréviations utilisées pour définir les régions observées sont : DI : disque intégré, SC : Soleil calme, RA : région active.*

obtenus qu'en 1989 au cours du 3ème vol. Lancé au total 9 fois, SERTS a subi de nombreuses modifications depuis 1983 (meilleure résolution spatiale et spectrale, sensibilité accrue, etc...). Une description détaillée de l'instrument dans sa configuration de 1989 est donnée par W. M. Neupert [31], et de nombreuses informations sont disponibles sur le site internet de SERTS (`http://orpheus.nascom.nasa.gov/serts/serts/homepage.html`).

Lancé depuis la base militaire de White Sands dans l'état du Nouveau Mexique, un vol typique de SERTS dure environ 20 minutes. Seules les 45 premières secondes du vol sont propulsées, après quoi la charge utile suit une trajectoire ballistique qui culmine entre 300 et 330 km. Durant environ 7 minutes, l'altitude du télescope est suffisante pour que l'absorption atmosphérique soit négligeable aux longueurs d'onde observées, ce qui laisse le temps de réaliser une dizaine de spectres. Après quoi l'instrument rentre dans l'atmosphère puis atterit sous un parachute-frein à une trentaine de km du pas de tir. Il est alors localisé et récupéré par un hélicoptère.

Observations

SERTS a été lancé trois fois depuis le début de la mission SoHO, le 22 novembre 1996, le 18 novembre 1997 et le 24 juin 1999. Ces vols ont été l'occasion d'observations simultannées avec les instruments CDS et EIT de SoHO. Le vol de 1996 a vu le remplacement de la caméra à film photographique par une caméra CCD avec intensificateur de lumière. Malheureusement, l'analyse des données de ce vol a révélé que la réponse de la caméra était non-linéaire, probablement

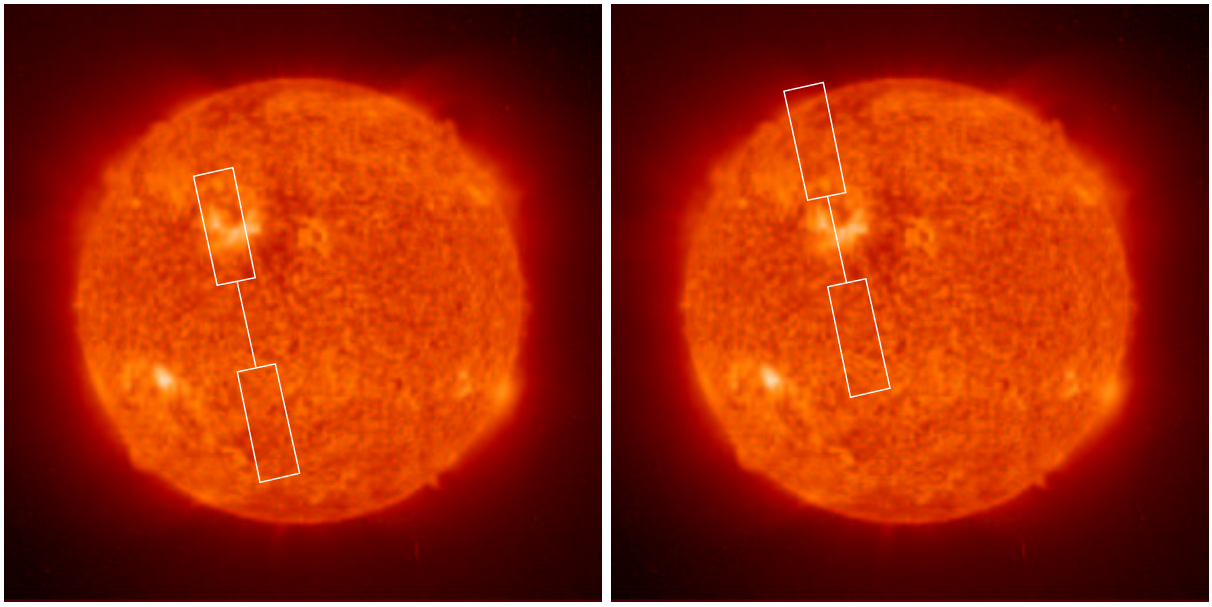

FIG. 4.1 – *Les deux positions de la fente "en sablier" du spectrographe SERTS lors du vol du 18 novembre 1997, superposées à des images prises simultannément par EIT à 30.4 nm. Le premier pointage (image de gauche) a placé le lobe supérieur sur une région active pour en obtenir des images, alors que la fente fine donnait des spectres d'une région de Soleil calme. Inversement lors du deuxième pointage (image de droite), la fente fine a permis d'obtenir des spectres de la région active et le lobe inférieur des images de la région calme.*

à cause d'une erreur de cablage. Les spectres obtenus ne pouvant pas être étalonnés, ils sont inutilisables pour des mesures photométriques. L'activité solaire était dans sa phase ascendante pour le vol de 1999. Afin de garantir la validité des résultats en période de minimum d'activité, nous n'avons utilisé que les spectres de 1997.

Le vol de 1997 s'est parfaitement déroulé et SERTS a pu être pointé vers deux régions différentes du disque solaire. Le premier pointage a permis d'obtenir des spectres d'une région de Soleil calme et des images d'une région active, et inversement pour le second (voir figure 4.1). Quatre expositions ont été faites lors du premier pointage et 15 lors du second, dont 14 utilisables (La dernière pose a été prise trop bas lors de la rentrée dans l'atmosphère alors que l'absorption du spectre ultraviolet redevenait importante). Des temps de pose de 1, 3, 10 et 30 secondes ont été effectués pour chacun des deux pointages. Les poses longues permettent de détecter les faibles intensités mais au prix de la saturation du détecteur dans les régions de hautes intensités. Inversement les poses courtes ne montrent pas les faibles intensités mais les hautes intensités n'y sont pas saturées. Après soustraction du bruit de fond, suppression des zones saturées et normalisation, la sommation des images permet alors d'augmenter artificiellement la dynamique du détecteur et le rapport signal sur bruit. La figure 4.2 montre les deux spectres ainsi obtenus, le panneau du haut correspondant au premier pointage et celui du bas au second. On pourra reporterer à la figure 4.1 pour identifier les régions observées. La forme particulière de la fente est bien visible à 30.4 nm. Les spectrohéliogrammes produits par les lobes forment deux bandes au dessus et au dessous du spectre de la fente étroite. Notre but étant de mesurer une largeur

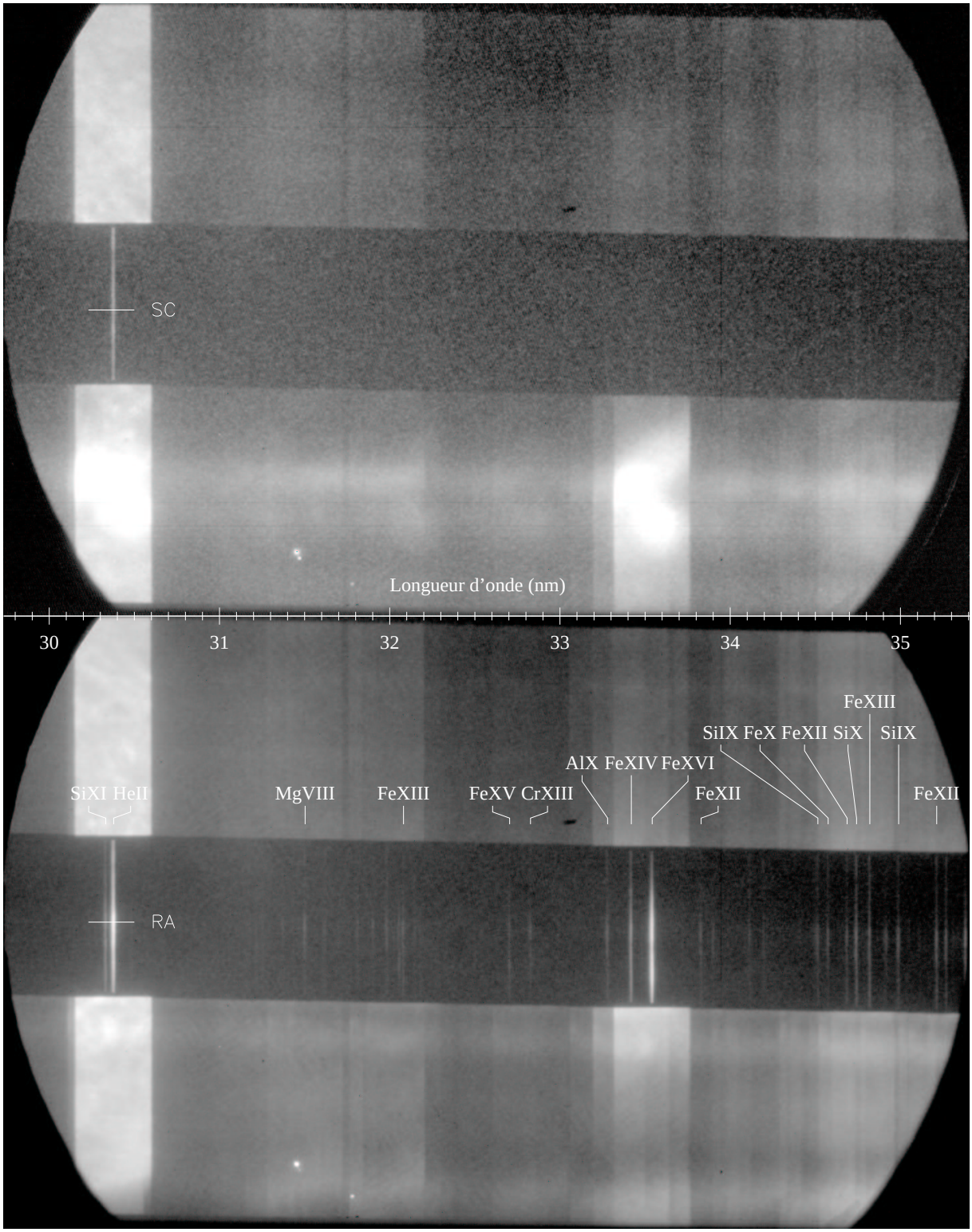

Fig. 4.2 – *Les spectres des deux régions pointées par SERTS lors de son vol de 1997. Se reporter à la figure 4.1 pour identifier les régions observées et au paragraphe 4.2.2 pour une description détaillée.*

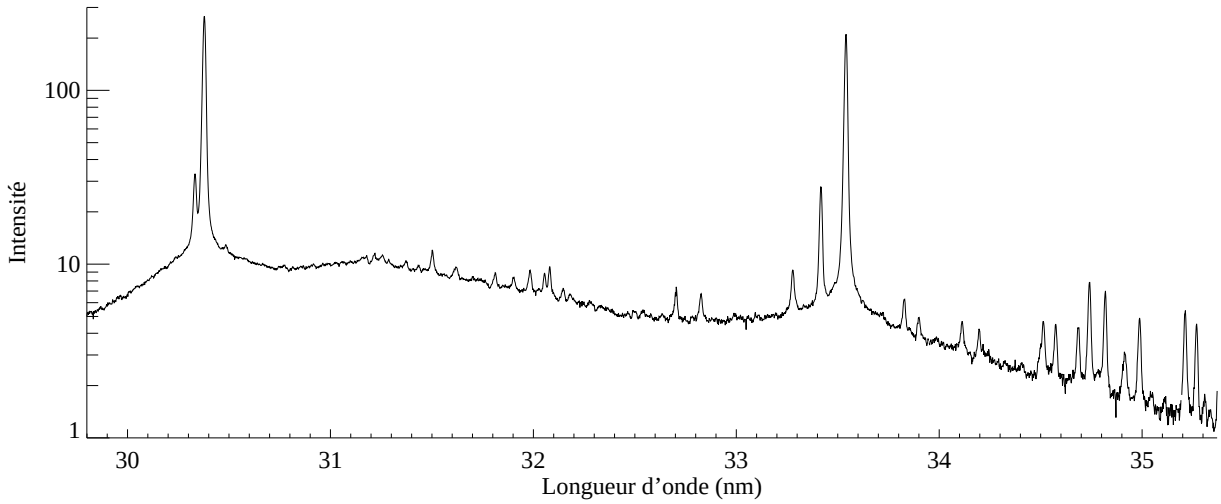

FIG. 4.3 – *Le spectre de la région active (deuxième pointage) moyenné sur la longeur de la fente.*

de raie, nous ne nous intéresserons par la suite qu'aux spectres de fente étroite. La raie de résonance de l'He^+est la seule raie visible en Soleil calme dans l'intervalle de longueur d'onde observé. Sur le spectre de la région active, de nombreuses autres raies deviennent visibles, les principales étant identifiées sur la figure. En particulier la raie du Si^{10+} à 30.32 nm, invisible sur le spectre de Soleil calme, apparaît ici nettement. Enfin, pour donner un idée plus précise des intensités relatives des différentes raies, nous montrons sur la figure 4.3 le spectre de la région active moyenné sur toute la longueur de la fente.

Analyse et résultats

Nous avons utilisé les spectres de la figure 4.2 pour mesurer la largeur de la raie de résonance de l'He^+. Deux exemples de spectres au voisinage de 30.4 nm sont présentés sur la figure 4.5. Les + correspondent aux données brutes le long des deux coupes marquées SC (pour Soleil Calme, panneau du haut) et RA (pour Région Active, panneau du bas) sur la figure 4.2. Le spectre de Soleil calme ne montrant pas la raie du Si^{10+}, nous l'avons fitté par une gaussienne (trait pointillé). A l'inverse, la raie du Si^{10+} étant bien visible sur le spectre de la région active, nous avons choisi un ajustement par une somme de deux gaussiennes (trait pointillé). Dans le premier cas la raie semble être gaussienne, mais dans le second l'aile bleue de la raie de l'He^+ est sensiblement plus haute que celle de l'ajustement gaussien. Nous montrerons plus loin que cette aile non gaussienne

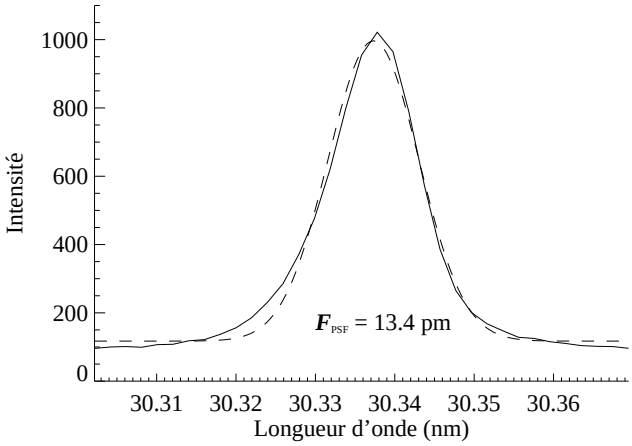

FIG. 4.4 – *La PSF de SERTS pour le vol de 1997 (trait plein). Le profil général s'écarte peu du fit gaussien (trait pointillé), mais il présente une légère asymmétrie, et l'aile bleue est significativement non gaussienne.*

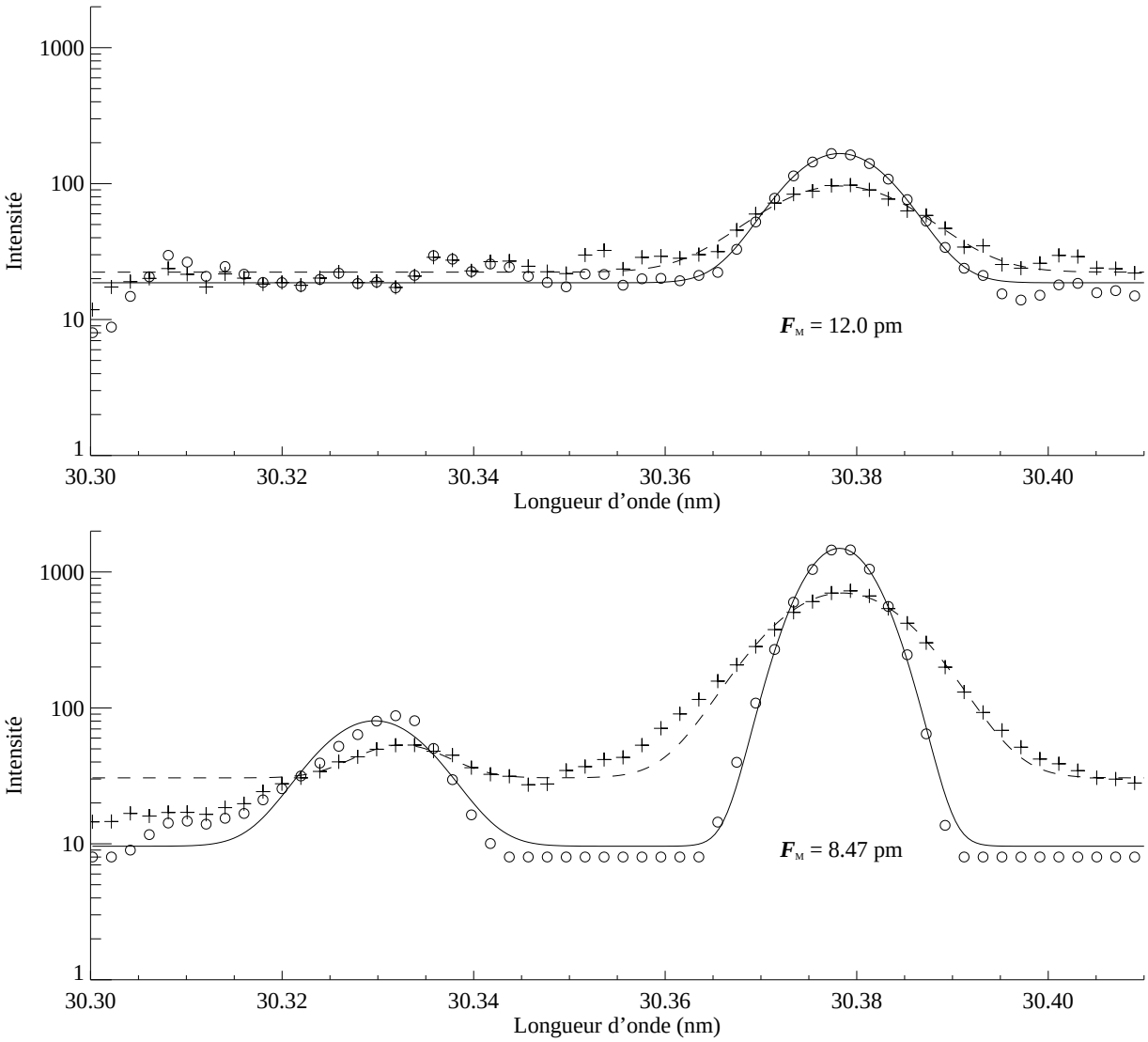

Fig. 4.5 – *La raie de résonance de l'He$^+$ observée par SERTS en 1997: exemples de coupes à travers les deux spectres aux positions marquées SC (Soleil calme, panneau du haut) et RA (région active, panneau du bas) sur la figure 4.2. Les + correspondent aux données brutes et les ○ aux données une fois déconvoluées de la LSF. La raie à 30.32 nm du Si^{10+} n'est pas détectable dans le spectre de Soleil calme mais apparait dans le spectre de la région active. Les modèles gaussien (panneau du haut) et double gaussien (panneau du bas) des données et des données déconvoluées sont représentés en trait pointillé et plein respectivement. Après déconvolution, la raie de l'He$^+$ semble dans les deux cas avoir un profil parfaitement gaussien.*

est due au profil de la fonction d'étalement spectrale de SERTS et non au profil intrinsèque de la raie.

En effet, l'image d'une raie idéale infiniment étroite à travers un spectrographe n'est pas infiniment étroite mais étalée sur un certaine largeur définissant sa résolution spectrale. Cette fonction d'étalement spectrale est plus communément appelée LSF (abréviation du terme anglais LineSpread Function). La LSF de SERTS a été mesurée en laboratoire en faisant l'image d'une

raie très étroite (figure 4.4). L'approximation gaussienne (en trait pointillé) montre que le profil de la LSF s'écarte peu d'une gaussienne de 13.4 pm de largeur à mi-hauteur. Toutefois, une légère asymmétrie est présente, et l'aile bleue est visiblement non gaussienne. Un spectre est donc le produit de convolution de la LSF par le spectre tel qu'il serait observé à travers un instrument idéal (dont la LSF est infiniment étroite). Pour mesurer la largeur réelle d'une raie, il convient donc de déconvoluer les spectres bruts du profil naturel de l'instrument. Nous avons utilisé deux méthodes pour celà. La première méthode, et la plus classique, consiste à considérer que le profil de la raie et le profil instrumental sont tous deux gaussiens ce qui, comme nous l'avons vu est une bonne approximation, l'écart à la gaussienne ne concernant que l'aile bleue. Le produit de convolution de deux gaussiennes étant un gaussienne dont le carré de la largeur est égal à la somme des carrés des largeurs individuelles, on a :

$$F = \left(F_{\mathrm{M}}^2 - F_{\mathrm{LSF}}^2\right)^{1/2}$$

où F est la largeur corrigée, F_{M} est la largeur mesurée, et F_{LSF} est la largeur de la LSF. En appliquantt cette méthode à chaque position le long de la fente, on obtient en moyenne $F = 8.92 \pm 2.97$ pm pour la région de Soleil calme et $F = 8.40 \pm 0.87$ pm pour la région active. On retrouve le fait déjà mentionné que la raie est plus étroite dans les régions actives qu'en Soleil calme, mais ces valeurs sont significativement plus faibles que celles présentées dans le tableau 4.1 (mais sont comparables à celles de J. W. Brosius, nous y reviendrons dans le paragraphe suivant).

Afin de vérifier si ces différences étaient réelles ou bien liées à la méthode utilisée, nous avons réalisé une véritable déconvolution des spectres en utilisant les profils complets des raies et de la PSF, et non de simples approximations gaussiennes. Pour ce faire, nous avons utilisé l'algorithme itératif adaptatif proposé par W. Waniak [41] et dérivé de l'algorithme introduit par W. H. Richardson [36] et L. B. Lucy [29]. Les algorithmes itératifs ont l'avantage d'être nettement moins sensible au bruit que ceux utilisant la déconvolution classique par transformée de Fourier (voir par exemple [5]). En adaptant le nombre d'itérations en fonction du rapport signal sur bruit local, l'algorithme modifié réduit considérablement le bruit de fond et les artefacts souvent produits à la base des raies par l'algorithme d'origine. De plus, cet algorithme est photométriquement fiable en ce sens que dans tous les cas recontrés, il garantit la conservation du flux total à mieux que 5% près. Sur la figure 4.5, les $\circ$ représentent le résultat de la déconvolution des deux spectres bruts. Noter comme la déconvolution fait ressortir la raie du Si^{10+} dans le spectre de la région active. Les fits gaussien pour la région de Soleil calme et double gaussien pour la région active sont représentés en trait plein. L'accord des spectres déconvolués avec leurs fits gaussiens est excellent, l'aile bleue visible sur les spectres d'origine ayant complètement disparu. Ceci confirme que cette aile non gaussienne n'est pas une caractéristique intrinsèque de la raie mais est due à l'aile de la LSF, et justifie l'utilisation de la déconvolution réelle au lieu de l'approximation gaussienne.

Nous avons mesuré ainsi la largeur de la raie pour chaque position le long de la fente (figure 4.6). Les + sont les mesures en Soleil calme, et les $\circ$ celles dans la région active. Les courbes en traits plein et pointillé sont les intensités correspondantes. On constate une légère anticorrelation entre la largeur de la raie et son intensité : plus la raie est intense et plus elle est étroite. Cette anti-corrélation a été mise en évidence pour la première fois S. Jordan [24] en utilisant les

données du vol de SERTS de 1991, et est cohérente avec les résultats anciens présentées dans le tableau 4.1. Les valeurs moyennes sont :

$$11.5 \pm 1.45 \text{ pm} \quad \text{pour la région de Soleil calme}$$
$$8.88 \pm 0.40 \text{ pm} \quad \text{pour le centre de la région active}$$

Ces largeurs sont significativement supérieures à celles déduites par la méthode l'approximation gaussienne, ce qui laisse penser que cette dernière est biaisée par la présence de l'aile bleue. Ceci explique pourquoi les valeurs de J. W. Brosius [7], obtenues à partir des vols de 1991 et 1995 de SERTS (dont la LSF avait alors la même aile non gaussienne) et par la méthode de l'approximation gaussienne, sont sensiblement plus faibles que celles données par les autres auteurs.

Conclusion

Nos résulats confirment les largeurs précédemment publiées, de même que la nature gaussienne du profil. Les caractéristiques de la raie de résonance chromosphérique de l'ion He^+semblent donc bien établies. Comme nous l'avons vu, la raie est légèrement plus étroite dans les régions actives, mais celles-ci ne représentent pas une fraction sensible de la surface chromosphérique, c'est pourquoi nous avons choisi de modéliser la raie avec ses caractéristiques de Soleil calme, c'est à dire par une gaussienne de 10 pm de largeur à mi-hauteur. Toutefois, il

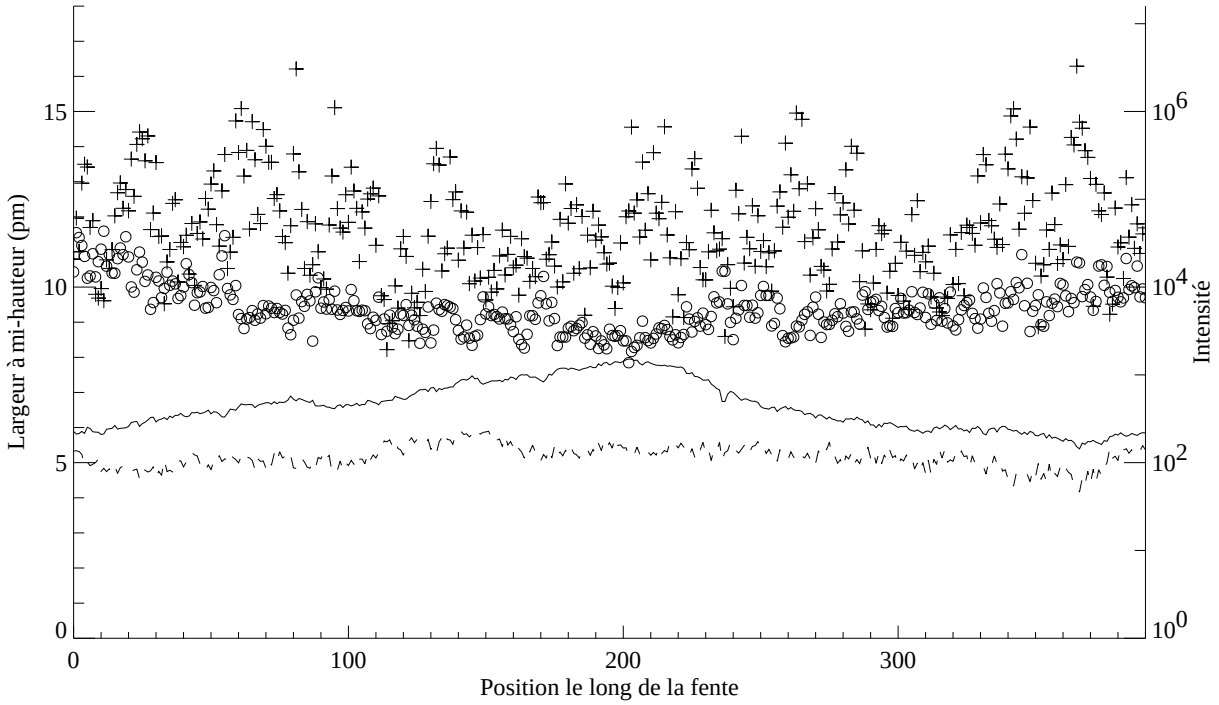

Fig. 4.6 – *La largeur de la raie de résonance de l'He^+ mesurée sur les spectres déconvolués (voir texte) en fonction de la position le long de la fente. Les + sont les mesures en Soleil calme (premier pointage, voir la figure 4.1), et les ∘ celles dans région active (deuxième pointage). Les courbes en traits plein et pointillé sont les intensités respectivement correspondantes. Il existe une légère anticorrelation entre la largeur et l'intensité.*

convient de rester prudent. En effet les trous coronaux polaires représentent jusqu'à 7% de la surface de la chromosphére en période de minimum d'activité, et nous n'avons aucune preuve que la raie est toujours gaussienne dans les trous coronaux. De plus, celle-ci y étant environ deux-fois moins intense que dans les régions calmes (voir le paragraphe 4.4), on peut s'attendre à ce qu'elle y soit plus large. Toutefois, la dépendance de la largeur avec l'intensité étant faible, on peut espérer que la largeur de la raie dans les trous coronaux ne soit pas très différente de celle choisie. Dans ce cas, l'équation 2.31 se simplifie car $D(w_{\|})$ est constant sur toute la surface de la chromosphère et peut donc être sorti de l'intégrale sur l'angle solide Ω. Nous présenterons au chapitre suivant une étude détaillée de l'influence de ces incertitudes sur l'intensité prédite de la raie de diffusion résonante.

4.3 Profil de la raie coronale

La largeur de la raie d'absorption coronale définit l'efficacité du processus de diffusion résonante. En effet, le profil d'absorption étant normalisé, plus la raie est étroite et plus son maximum est grand, et inversement. Un même flux chromopshérique est donc absorbé d'autant plus efficacement que la raie coronale est étroite. Nous verrons au chapitre suivant l'influence de la largeur de la raie coronale sur l'intensité de la raie de diffusion résonante. Nous décrirons ici uniquement comment estimer cette largeur.

A notre connaissance, une seule mesure de la largeur de la raie coronale a été publiée à ce jour. Cette valeur de 11.5 ± 0.74 pm a été obtenue par J. W. Brosius [7] à partir d'observations effectuées très près du limbe (moins de 1.05 $R_{\odot}$) lors du vol de 1991 de SERTS. Il est donc à l'heure actuelle impossible de déterminer empiriquement et directement la largeur de la raie d'absorption en un point quelconque de la couronne. En particulier, nous ne savons rien de son profil ou des variations de sa largeur suivant les différentes régions considérées (trous coronaux polaires, streamers équatoriaux, etc...). Nous avons donc choisi d'adopter l'hypothèse simplificatrice consitant à considérer que la fonction de distribution des vitesses des ions He^+ est maxwellienne. Dans ce cas, la largeur de la raie coronale est donnée par :

$$\sigma_T = \sqrt{\frac{2k_B T_{eff}}{m_{\mathrm{He}^+}}} \qquad \text{avec} \qquad T_{eff} = \frac{m_{\mathrm{He}^+}}{2k_B} v_{1/E}^2 = T_{\mathrm{He}^+} + \frac{m_{\mathrm{He}^+}}{2k_B}\xi^2 \tag{4.1}$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T_{eff} est la température effective des ions He^+ et m_{He^+} est la masse des ions He^+, $v_{1/E}$ est la vitesse la plus probable des ions He^+ et ξ est la vitesse la plus probable d'un champ de vitesse turbulent maxwellien (voir par exemple [16]). L'équation précédente montre que l'effet de la turbulence est d'autant plus important que l'ion considéré est lourd. Cet effet est négligeable dans le cas de l'hydrogène, et comme l'a fait remarqué A. H. Gabriel [20], est probablement aussi négligeable pour l'He^+ aux températures coronales et l'équation 4.1 se réduit donc à :

$$\sigma_T = \sqrt{\frac{2k_B T_{\mathrm{He}^+}}{m_{\mathrm{He}^+}}} \tag{4.2}$$

Mais le problème n'est pas résolu pour autant car la température des ions He^+ est elle aussi inconnue. Toujours en suivant la démarche de A. H. Gabriel, nous supposons alors que cette

température est égale à la température électronique. La demie largeur en vitesse donnée par l'équation 4.2 peut être convertie en largeur à mi-hauteur en longueur d'onde par (voir le paragraphe 2.2.3) :

$$F = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\nu_0}\sqrt{\frac{2k_B T_{\mathrm{He}^+}}{m_{\mathrm{He}^+}}}$$

où est la fréquence centrale de la raie. Ceci permet d'interpréter la largeur de raie mesurée par J. W. Brosius en terme de température des ions He^+, et l'on obtient alors[2] $T_{\mathrm{He}^+} = 1.1 \pm 0.3$ MK. Cette valeur étant tout à fait compatible avec les températures électroniques mesurées dans la couronne, il est raisonnable de penser que l'élargissement de la raie par des mouvements de turbulence est négligeable, et que sa largeur peut donc effectivement être déterminée en identifiant la température des ions He^+ à la température électronique. Pour des températures électroniques variant de 0.5 MK à 3 MK la largeur de la raie coronale varie de à 7.7 pm à 19 pm, soit du même ordre de grandeur que la largeur de la raie chromosphérique (voir le tableau 4.1). A moins de différencier des températures parallèle et perpendiculaire aux lignes de champ magnétique (ce que nous ne ferons pas), cette hypothèse implique en plus de supposer que la fonction de distribution des vitesses est monotherme. Ce choix est purement arbitraire mais a l'avantage de simplifier grandement les expressions développées au paragaphe 2.2.3, car l'intégrale du produit des raies chromosphérique et coronale en un point de la couronne est alors indépendant de l'angle solide sous-tendu par la chromosphère en ce point (voir l'équation 5.5). Nous avons donc choisi de modéliser la raie d'absorption coronale en utilisant une maxwellienne monotherme dont la largeur est déterminée par l'équation 4.2 en fonction de la température électronique (que nous déterminerons au paragraphe 4.7).

4.4 Intensité de la raie chromosphérique

L'intensité totale de la raie chromosphérique intégrée sur son profil régit directement l'amplitude du phénomène de diffusion résonnante, car elle définit le flux illuminant les ions He^+ présents dans la couronne. En se reportant à l'équation 2.31, dans le cas idéal où la chromosphère est uniforme, l'intensité I peut être sortie de l'intégrale sur l'angle solide Ω (angle solide sous-tendu par la chromosphère au point de la couronne considéré) et l'émissivité dépend alors linéairement de l'intensité. Si de plus la largeur de raie chromosphérique est elle aussi constante, il ne reste sous l'intégrale que le terme d'anisotropie, et cette dernière se calcule alors aisément analytiqement. Ce cas simple est une bonne approximation pour le calcul de la diffusion résonante de la raie Lyman α à 121.6 nm de *l'hydrogène* par les traces *d'hydrogène* neutre présentes dans la couronne (voir par exemple [19]), car la chromosphère est effectivement pratiquement uniforme à Lyman α. En revanche, cette approximation ne peut pas être faite pour le calcul de la diffusion résonante de la raie à 30.4 nm de *l'hélium* un fois ionisé car, nous le verrons plus loin, la chromosphère à 30.4 nm ne peut en aucun cas être considérée comme uniforme. Dans ce cas, le phénomène de diffusion résonante est plus important dans les régions de la couronne situées au-dessus de régions intenses de la chromopshère que dans celles situées

2. La température déduite est un minimum car, comme nous l'avons vu au paragraphe 4.2.2, les largeurs de raie reportées dans [7] sont probablement sous-estimées.

au-dessus de régions sombres. L'équation 2.31 ne se simplifie donc pas et il nous faut connaître l'intensité de la raie en tout point de la chromosphère pour pouvoir évaluer l'intégrale sur l'angle solide.

Importance des variations d'intensité

La figure 4.7 est une image enregistrée par EIT à 30.4 nm le 10 mai 1996 à 22:50:06 T.U. (Temps Universel). Elle montre le disque chromosphérique bordé de petites protubérences et le halo diffus qui l'entoure, dont nous montrerons -c'est le but final de notre étude- qu'une fraction est due à la diffusion résonante du flux chromosphérique par les ions He^+ présents dans la couronne. Il est évident en observant cette image que la chromosphère n'est pas uniforme à 30.4 nm.

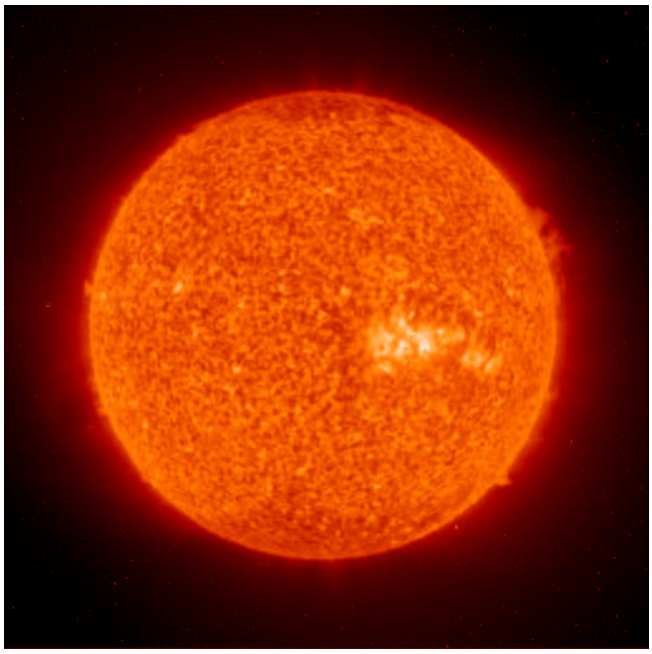

FIG. 4.7 – *Image de la chromosphère solaire enregistrée par EIT à 30.4 nm le 14 mai 1996 à 22h 50m 06s T.U. Les trous coronaux polaires (les deux calottes sombres), le réseau chromosphérique et les régions actives (à l'ouest du méridien central) font que la chromosphère n'est pas uniforme à 30.4 nm.*

Tout d'abord, la chromosphère est structurée par des parois délimitant un pavage de cellules sombres qui forme ce que l'on appelle le réseau chromosphérique. Ensuite, une région active est visible à l'Ouest du méridien central. Enfin, les deux calottes sombres couvrant les pôles sont appelées trous coronaux polaires[3]. Dans l'équation 2.31, l'intégrale sur l'angle solide Ω a tendance à minimiser les effets des variations de luminosité de la chromosphère. En effet, le flux incident en un point de la couronne provient de tout l'angle solide, et l'influence d'une région intense présentedans cet angle solide peut être contrebalancée par la présence d'une région sombre. Une variation d'intensité à la surface de la chromosphére ne produit une variation sensible de l'éclairement d'un point de la couronne par rapport à la moyenne que si la surface concernée représente en ce point une fraction non négligeable de l'angle solide Ω. De ce fait, les structures à petite échelle comme le réseau chromosphérique ou de petites régions actives ne peuvent avoir d'effet sensible qu'à faible distance de la surface, les variation d'éclairement qu'elles impliquent sur les points de la couronne plus éloignés étant noyées dans la moyenne du flux.

3. Invisibles en lumière blanche, les trous coronaux polaires sont discernables sur les toutes premières images de la couronne prises dans l'extrême ultra violet, même si il n'ont pas immédiatement été identifiés comme tels [37], [38]. Leur première observation à 30.4 nm date de 1996 [40]. Les trous coronaux sont des régions caractérisées par des lignes de champ magnétique ouvertes, une température électronique faible (voir le paragraphe 4.7) et une émissivité réduite par rapport au reste de la couronne (d'où leur nom). En période d'activité, des trous coronaux peuvent aussi se développer à des latitudes plus basses.

Par contre, de grandes régions actives ou les trous coronaux polaires sont des structures d'étendue suffisamment importante pour être susceptibles d'influencer l'éclairement de la couronne jusqu'à de grandes distances de la surface. Prenons l'exemple des trous coronaux polaires. Leur surface varie en fonction de l'activité solaire (voir par exemple [8], [39] et [34]) et en période de minimum, ils peuvent s'étendre jusqu'à 30° de part et d'autre des pôles, représentant alors $2\pi(1-\cos(30^o))/4\pi \approx 7\%$ de la surface de la chromosphère. Les points de la couronne situés à la verticale d'un pôle et en-dessous de $R_\odot/\cos(30^o) \approx 1.15\ R_\odot$ sont alors éclairés exclusivement par un trou coronal et à 2.5 $R_\odot$, celui-ci occupe encore plus de 50% de l'angle solide. A 30.4 nm, les trous coronaux étant environ deux fois moins intenses que le reste du disque (régions active excluses), le flux chromosphérique incident en un point de la couronne est donc deux fois moindre au-dessus d'un pôle en-dessous de 1.15 $R_\odot$ qu'au-dessus de l'équateur, et est toujours réduit d'un quart à 2.5 $R_\odot$.

Inversement, les points de la couronne situés au-dessus d'un équateur et à basse altitude ne sont éclairés que par des régions de Soleil calme, alors que les points situés à plus haute altitude sont en vue des deux trous coronaux polaires, ce qui diminue leur éclairement par rapport au cas d'une chromosphère uniforme. En période de maximum d'activité, les trous coronaux polaires disparaissent pratiquement [8] et cet effet devient inexistant. Mais en période de maximum, des trous coronaux peuvent exister aux latitudes équatoriales et les régions actives peuvent aussi jouer un rôle car si elles sont généralement de surface plus faible que les trous coronaux, elles peuvent être nombreuses et leur intensité supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celle du reste de la chromosphère. Les régions actives ont bien sur l'effet inverse, c'est à dire qu'elle augmentent localement le flux chromosphérique incident au lieu de le diminuer. Ces effets potentiels impliquent que nous ne pouvons pas modéliser l'intensité de la raie par une seul nombre comme nous l'avons fait pour sa largeur, mais que nous devons au contraire la déterminer pour la totalité de la surface chromosphérique.

Planisphères

Afin de modéliser l'intensité de la raie en tenant compte de ses variations spatiales, nous avons crée des planisphères de la surface chromosphérique complète en utilisant les images prises par EIT à 30.4 nm. EIT étant un télescope imageur à large bande passante et non un spectrographe, les images qu'il produit ne sont pas monochromatiques. En particulier, la bande passante à 30.4 nm inclut les raies du Si^{10+} à 30.32 nm et du Fe^{14+} à 28.4 nm (voir le chapitre 1). L'intensité observée par EIT à 30.4 nm n'est donc pas directement proportionnelle à l'intensité de la raie de résonance l'He^+, mais est une moyenne pondérée des intensités des raie présentes dans la bande passante. Dans le chapitre 4 nous développons des techniques permettant d'obtenir l'intensité de la raie de l'He^+ seule en supprimant des images à 30.4 nm les contributions des autres raies. Notons cependant que les mesures spectroscopiques montrent que les raies du Fe^{14+} et du Si^{10+} sont environs 10 fois plus faibles que la raie de l'He^+ [7]. En particulier la raie du Si^{10+} ne représente que quelques pourcents du flux à 30.4 nm dans les régions de Soleil calme, et au plus 20% dans les régions actives [6]. Les corrections apportées aux images sont donc faibles [4] et les erreurs faites sur l'intensité de la raie chromosphérique ne sont donc pas dues aux contaminations de la bande

4. Ceci est vrai sur le disque mais nous verrons au chapitre 4 que hors du disque, les raies du Si^{10+} et du Fe^{14+} représentent la majeure partie du signal.

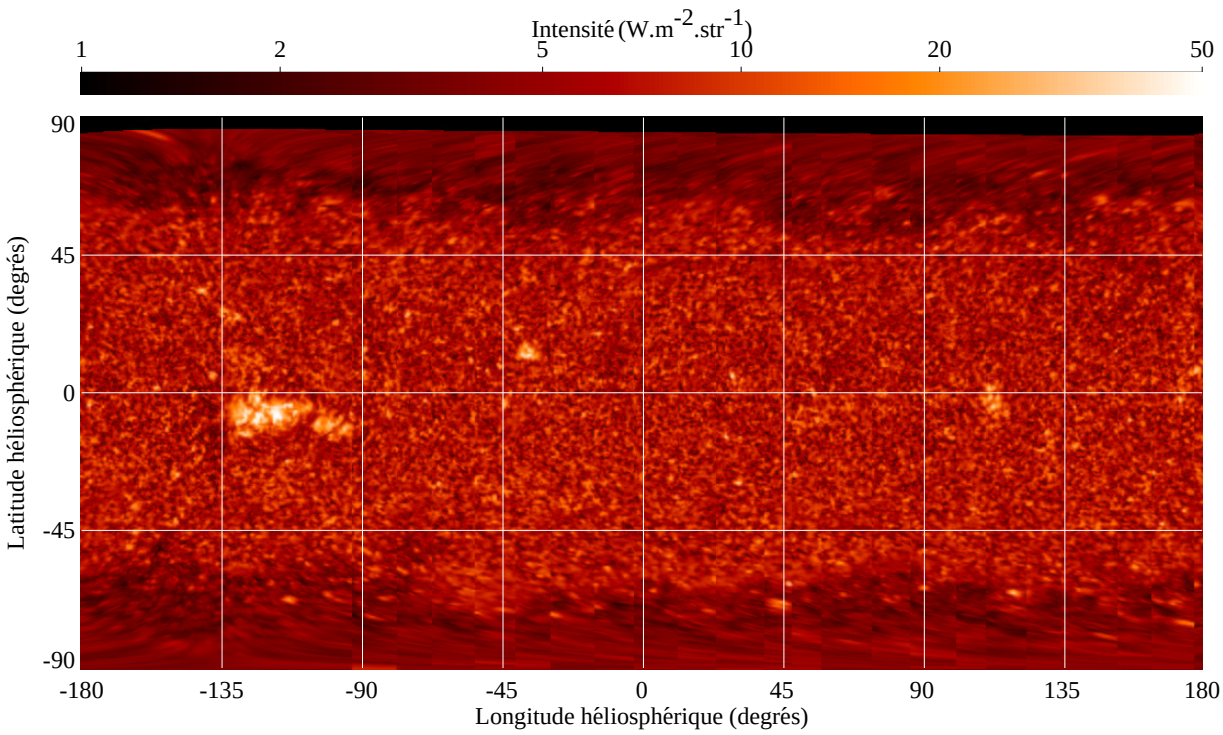

FIG. 4.8 – *Planisphère de la chromosphère solaire réalisé à partir des images enregistrées par EIT entre le 17 avril et le 14 mai 1996. L'échelle d'intensité est logarithmique. Les deux bandes sombres sont les trous coronaux polaires et la région active située en (-125, -7) est celle visible à l'Ouest du méridien central sur la figure 4.7. L'abscence de données au-dessus de* 85° *est due au fait qu'à ces dates, SoHO se trouvait au Sud du plan de l'équateur solaire, le pôle Nord étant donc invisible.*

passante mais uniquement aux incertitudes d'étalonnage absolu de l'instrument. L'intensité totale de la raie chromosphérique intégrée sur son profil gaussien est donc simplement obtenue en convertissant le nombre de DN mesurés par EIT à 30.4 nm en utilisant la réponse de l'instrument à 30.378 nm, soit $I = 4.80997 \times 10^{-17}$ photons.m^{-2}.s^{-1}.str^{-1}.DN^{-1}.m^{-1}. Il convient de remarquer que si il est important de connaître la valeur absolue de l'intensité chromosphérique pour évaluer le niveau de la raie de résonance par rapport à ceux des composantes de collision et de recombinaison (voir le chapitre 5), c'est en revanche inutile si l'on s'intéresse a son flux relatif par rapport au disque.

Au moins en période de minimum d'activité, on peut considérer que l'intensité de la chromosphère reste globalement inchangée pendant une rotation solaire (27 jours), ce qui permet de reconstituer la totalité de la surface chromopshérique à partir de séries de 27 jours de données. Nous constituons un planisphère en échantillonnant la surface chromosphérique dans le repère héliosphérique avec une grille de 1024 points en longitude sur 512 en latitude (soit 0.35° de pas), bon compromis entre résolution et vitesse de calcul. En connaîssant la position de SoHO dans ce repère ainsi que la position et le rayon du disque solaire, nous calculons la position de chaque point de grille sur les images prises par EIT. L'intensité correspondante est alors reportée sur le planisphère. En suivant cette procédure, nous pouvons en théorie mettre à jour

la moitié du planisphère à chaque nouvelle image enregistrée par EIT. En fait, afin de minimiser les phénomènes de distortion, nous ne mettons à jour que les points de grille situés au plus à 45° de part et d'autre du méridien central. En effet, à cause de l'effet de perspective, les pixels proches du limbe représentent une plus grande surface de la chromosphère que les pixels proches du centre du disque, d'où une résolution en coordonnées héliosphériques se dégradant vers les hautes latitudes.

La figure 4.8 est le planisphère ainsi obtenu correspondant à la période du 17 avril au 14 mai 1996. Dans la projection cylindrique adoptée, les trous coronaux polaires deviennent les deux bandes sombres en haut et en bas de l'image. Le réseau chromosphérique est bien visible en dehors des trous coronaux. La région active située en (-125, -7) est celle visible à l'Ouest du méridien central sur la figure 4.7. L'absence de données au-dessus de 85° est due au fait qu'à ces dates, SoHO se trouvait au Sud du plan de l'équateur solaire, le pôle Nord étant donc invisible. Ceci peut se compenser en remplacant les données manquantes par l'intensité moyenne mesurée dans le reste du trou coronal. L'échelle d'intensité est logarithmique, et l'on voit que les trous coronaux ont une intensité de 3 $W.m^{-2}.str^{-1}$ environ, alors que le reste de la chromosphère a une intensité de 7 $W.m^{-2}.str^{-1}$ environ[5]. Les valeurs obtenue sur le disque dans les régions de Soleil calme ou dans les régions actives sont tout à fait cohérentes avec les valeurs obtenues à partir d'observations spectroscopiques [7]. L'aspect fuyant des régions situées au dessus de 80° est causé par la distortion des pixels proches du limbe lors du passage en coordonnées héliosphériques. Cette perte de résolution est sans importance car comme les structures de petite échelle n'influencent pas l'éclairement global de la couronne (voir plus haut), seule l'intensité moyene et la frontière des trous coronaux polaires nous intéressent.

Nous avons crée de tels planisphères pour tous les jours depuis le début de la mission SOHO, ce qui permet donc connaître le flux chromosphérique à tout moment et en tout point de la couronne en calculant numériquement l'intégrale de l'équation 2.31 sur l'angle solide Ω. La précision de l'intégration numérique a été testée en calculant l'intégrale avec un planisphère uniforme d'intensité 1, qui doit donc donner simplement l'expression de l'angle solide en fonction de la distance au centre du Soleil r :

$$\Omega(r) = 2\pi \left(1 - \sqrt{1 - (R_\odot/r)^2}\right) \tag{4.3}$$

Selon que le point de la couronne considéré est situé sur la surface chromosphérique ou à l'infini, la résolution adoptée de 1024×512 pixels permet d'échantillonner l'angle solide avec un nombre d'él'ements compris entre 1 et 262144 respectivement. Au dessus de 1.05 $R_\odot$, la précision obtenue est de l'orde du pourcent, et augmente avec la distance au centre. En dessous de 1.05 $R_\odot$, l'angle solide n'est pas échantillonné assez finement pour donner un résultat a mieux que 5%, et l'erreur atteint 30% à 1.01 $R_\odot$. Le calcul du flux chromosphérique pour les points de la couronne situés en dessous de 1.05 $R_\odot$ requierent donc un planisphère échantillonné plus finement, alors qu'inversement pour les points situés loin de la surface, la résolution de 1024×512 est surabondante. Afin d'obtenir une bonne précision près du limbe et d'optimiser les temps de

5. Nous exprimons les intensités dans le système MKSA, soit en watts par mètre carré et par stéradian. La plupart des publications utilisent toujours l'ancien système CGS, soit les ergs par seconde par centimètre carré et par stéradian. Pour obtenir les mêmes valeurs numériques, il suffit de convertir nos valeurs en milliwatts, car 1 $mW.m^{-2} = 1\ erg.s^{-1}.cm^{-2}$

calcul, nous utilisons des planisphèrs de trois résolutions différentes. Les points situés en dessous de 1.05 $R_\odot$ sont calculés avec un planisphère rééchantillonné à 2048×1024 pixels, ce qui permet d'obtenir une bonne précision sur l'intégrale jusquà 1.001 $R_\odot$, soit 2 pixels au dessus du limbe dans une image EIT. Les points de la couronne situés entre 1.05 $R_\odot$ et 1.1 $R_\odot$ sont calculés avec le planisphère d'origine. Finalement, nous utilisons un planisphère rééchantillonné à 512×256 pixels pour les points de la couronne situés au-dessus de 1.1 $R_\odot$. En utilisant cette résolution adaptative avec la distance, l'erreur introduite par l'intégration numérique est au maximum de 1% pour les points les plus près du limbe, et décroît rapidement avec la distance.

4.5 Vitesse d'ensemble des ions He^+ coronaux

Un des effets possibles de la vitesse d'ensemble des ions He^+ est de modifier la fraction d'ionisation d'He^+ dans la couronne [2], mais ces résultats sont encore controversés et nous avons fait le choix de ne pas en tenir compte dans les calculs d'équilibre d'ionisation de la section 2.2.1. Par contre, il est certain que la vitesse d'ensemble des ions He^+ peut avoir une effet non négligeable sur le processus de diffusion résonante. En effet, si les ions He^+ présents dans la couronne sont animés d'une vitesse par rapport à la chromosphère et qu'une composante non nulle de cette vitesse est parallèle au vecteur directeur du flux chromosphérique incident ($\boldsymbol{n}$ sur la figure 2.5), alors dans le référentiel propre des ions, la raie chromopshérique est décalée par effet Doppler. La raie excitatrice n'étant plus centrée sur la fréquence d'absorption des ions He^+, la diffusion résonante est moins efficace que dans le cas où leur vitesse est nulle et l'intensité de la raie s'en trouve diminuée. Cet effet est appelé atténuation Doppler ("Doppler dimming" en anglais). Un décalage Doppler $\Delta\lambda$ de 10 pm, soit environ une largeur de raie chromosphérique, correspond à une vitesse $v = \nu_0 \Delta\lambda \approx 100\text{km.s}^{-1}$, où ν_0 est la fréquence centrale de la raie.

Ce phénomène d'atténuation Doppler est à la base d'une technique de mesure de la vitesse d'expansion du plasma coronal [33]. Appliquée aux observations de l'instrument UVCS (Ultra Violet Coronal Spectrometer [26]) embarqué à bord de SoHO, elle est utilisée pour mesurer la vitesse de l'hydrogène neutre et de l'O^{5+}. Mais comme les observations spectroscopiques de l'hélium dans la couronne sont très peu nombreuses, il n'existe pas à l'heure actuelle de diagnostics directs de la vitesse des ions He^+. Devant le manque de données observationnelles, la vitesse des ions He^+ est un paramètre quasiment libre de notre modèle. Nous avons donc choisi de calculer l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ pour différents profils de vitesse en fonction de la distance au limbe. Le modèle développé par S. R. Cranmer semble indiquer qu'un profil de vitesse linéaire reproduit les observations entre 1.5 $R_\odot$ et 4 $R_\odot$ pour l'hydrogène neutre [10]. En extrapolant ces profils de vitesse aux altitudes inférieures à 1.5 $R_\odot$, et compte tenu des incertitudes, il semble légitime de supposer une augmentation linéaire de la vitesse avec l'atitude entre 1 $R_\odot$ et 4 $R_\odot$, avec une vitesse nulle à 1 $R_\odot$. Il se peut que cette situation ne se retrouve pas dans le cas des ions He^+, mais n'ayant pas de données observationnelles, nous avons choisi d'utiliser de tels profils linéaires en fixant la vitesse à 0 km.s^{-1} à 1 $R_\odot$. En faisant varier le taux d'accroissement de la vitesse avec l'altitude, nous pouvons tester quelle valeur reproduit le mieux les observations de EIT. Les taux considérés amènent les ions He^+ à des vitesses comprises entre 0 km.s^{-1} et 300 km.s^{-1} à 2 $R_\odot$. Remarquons que comme notre modèle n'impose pas de fixer le taux d'accroissement de la vitesse à une valeur unique, ce taux peut

être différent dans les streamers équatoriaux et dans les trous coronaux polaires.

4.6 Densité électronique

Le calcul des intensités des trois composantes de la raie de résonance requiert de connaître la densité d'ion He^+, comme le montrent les équations 2.12, 2.11 et 2.10. Dans le cas où la température électronique est à peu près constante (tout au moins dans la région contribuant le plus à l'intégration sur la ligne de visée), la décroissance de la densité électronique au dessus du limbe régit seule la décroissance de l'intensité des composantes de collision et de recombinaison, et est la principale cause de la décroissance de la composante de diffusion résonante, car le facteur géométrique lié à l'intégrale de l'équation 2.31 sur l'angle solide Ω n'introduit pas une pente aussi forte. Dans le cas où la température électronique n'est pas constante, celle-ci introduit des variation suplpémentaires. Comme la température électronique est difficile à évaluer (voir le paragraphe 4.7), il est d'autant plus important d'avoir une estimation précise de la densité électronique.

Méthodologie

Le flux coronal total est constitué de quatre composantes produites par des processus physiques différents, et appelées couronnes K, F, E et T:

- la couronne K (Kontinuierlich) est due à diffusion Thomsom du flux photosphérique par les électrons libres présents dans la couronne. Cette composante domine en-dessous de 2 $R_\odot$.
- la couronne F (Fraunhofer) est due à la diffraction du spectre de Fraunhofer par les poussières interplanétaires situées entre le Soleil et l'orbite de la Terre. Cette composante domine au-dessus de 2.5 $R_\odot$.
- la couronne E (Emission) corrsepond aux raies d'émissions coronales, et ne représente qu'environ 1% du flux coronal [1, page 175].
- la couronne T (Thermal) est due à l'émission thermique (donc majoritairement infrarouge) des pousssières interplanétaires (déjà responsables de la couronne F).

La couronne T est insignifiante dans le domaine visible. La couronne E est constituée de raies d'émission facilement identifiables, car intenses par rapport au rayonnement de fond des couronnes K et F (comme les raies dites "verte" ou "rouge" à 530.3 et 637.4 nm respectivement). Mais la contribution de la couronne E au flux total etant de l'ordre du pourcent, on peut considérer que dans les observations large bande en lumière blanche, la couronne E est négligeable. Le flux total observé en lumière blanche est donc la somme des couronnes K et F. Du point de vue de la physique solaire, la couronne F représente une contamination qu'il convient de soustraire. Plusieurs méthodes existent pour celà. En remarquant que la couronne F n'est pas ou peu polarisée alors que la couronne K l'est presque totalement, la mesure de la fraction de la lumière qui est polarisée donne la contribution de la couronne K (voir par exemple [21, page 136]). La couronne F étant stable dans le temps, une autre méthode consiste à utiliser un modèle de la couronne F que l'on peut soutraire aux observations. Une fois la couronne F soustraite, comme l'intensité de la couronne K est due à la diffusion Thomson, le signal restant est directement relié à la densité électronique et en permet donc un diagnostic direct. A 2 $R_\odot$

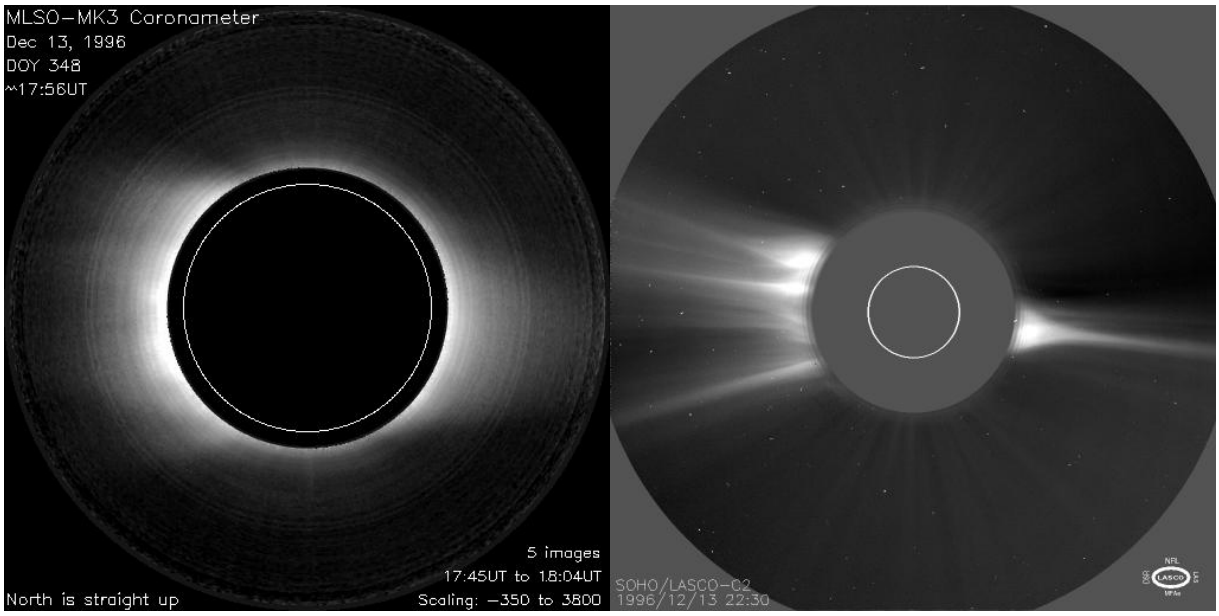

FIG. 4.9 – *Deux images de la couronne solaire en lumière blanche prises à quelques heures d'intervalle le 13 décembre 1996 par les coronographes MarkIII (à gauche) entre* 1.122 $R_\odot$ *et* 2.446 $R_\odot$*, et LASCO/C2 (à droite) entre* 2 $R_\odot$ *et* 6 $R_\odot$*. Les streamers visibles dans le champ de MarkIII se prolongent dans le champ de C2. Dans les deux cas le cercle blanc donne le diamètre du disque photosphérique.*

(limite du champ de vue standard de EIT, plus en cas de dépointage de SoHO), la région qui contribue le plus à l'intégrale sur la ligne de visée est comprise 2 $R_\odot$ et 3 $R_\odot$, donc il nous faut déterminer la densité électronique jusqu'à cette distance si nous voulons modéliser l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ dans tout le champ couvert par EIT.

Observations

De nombreuses mesures de la densité électronique ont été effectuées lors d'éclipses totales de Soleil (voir par exemple [27]). Mais si les éclipses fournissent des mesures de qualité, leur rareté limite l'étendue des comparaisons possibles avec les observations de EIT aux deux éclipses du 26 février 1998 et du 11 août 1999. Depuis le lancement de SoHO, le coronographe LASCO/C1 embarqué à son bord est censé pouvoir observer la couronne K entre 1.1 $R_\odot$ et 3 $R_\odot$, mais malheureusement les images qu'il fournit sont dominées par la lumière diffusée instrumentale, ce qui rend leur étalonage très incertain. A la place, nous avons choisi d'utiliser les programmes développés par E. Quemerais pour obtenir la densité électronique à partir des observations combinées des coronographes MarkIII et LASCO/C2. De fait, le seul instrument permettant à l'heure actuelle de fournir de façon journalière des images la couronne interne (le premier rayon solaire) est le coronographe MarkIII installé au sommet du volcan Mauna Loa dans l'archipel d'Hawaï[6]. Cet instrument utilise la méthode de la polarisation pour extraire la couronne K

6. Le coronographe MarkIV a remplaçé le MarkIII depuis le 30 septembre 1999. Bien que ce nouvel instrument soit plus performant que son prédécesseur, nous n'avons pas exploité ses données car elles n'ont été disponibles que vers la fin de ce travail.

entre 1.122 $R_\odot$ et 2.446 $R_\odot$. Une description complète du MarkIII est donnée par [18] et des informations complémentaires peuvent être trouvées sur : `http//www.hao.ucar.edu/public/-research/mlso/mk3.html`. En-dessous de 1.122 $R_\odot$, nous extrapolerons simplement les densités électroniques obtenues (voir plus loin). Au-dessus de 2 $R_\odot$, MarkIII est gêné par la brillance du ciel et l'intensité de la couronne entre 2 $R_\odot$ et 6 $R_\odot$ est fournie par le coronographe LASCO/C2 embarqué à bord de SoHO [9]. Les données de C2 utilisées ici sont traitées suivant la seconde méthode qui consiste à retrancher un modèle de la couronne F en supposant que celle-ci est invariable dans le temps. La figure 4.9 montre deux images de la couronne prises quasiment simultanément par MarkIII (image de gauche) et C2 (image de droite) le 13 décembre 1996. Le Nord est en haut dans les deux cas. Les structures brillantes en forme de casque à pointe sont appelées "streamers équatoriaux". En dehors des streamers l'intensité, et donc la densité électronique, est nettement plus faible. Les longues structures droites et fines visibles au-dessus des pôles sont des plumes polaires. Comme les observations de MarkIII et de C2 sont redondantes entre 2 $R_\odot$ et 2.446 $R_\odot$, la jonction entre les images permet de vérifier si les deux coronographes donnent des résultats cohérents. De écarts sont visibles entre les images des deux instruments, mais l'accord est globalement bon, et ce avec des méthodes d'étalonnage différentes (C2 est étalonné en utilisant les étoiles visibles dans son champ alors que MarkIII est étalonné en utilisant un opal éclairé par le Soleil pour se raccorder aux mesures faites sur le disque).

Analyse et résultats

L'intensité de la couronne étant intégrée sur la ligne de visée, il est nécessaire d'inverser cette intégration pour remonter à la densité électronique. Ce problème est loin d'être trivial car il n'admet pas de solution unique. En effet, une même intensité peut être causée par une densité homogène sur toute la ligne de visée ou bien par une superposition de régions de haute et faible densité. Or nous savons que la couronne est effectivement un milieu hétérogène, ce qui fait que des structures de densités très différentes peuvent être mélangées par l'intégration sur la ligne de visée. Ainsi, pour les régions polaires seules, on peut distinguer au moins deux régions : le long d'une plume, et entre les plumes. P. R. Young [43] signale des densités variant de 10^{14} dans l'inter-plume à 9.5×10^{14} m^{-3} pour la plume elle même, soit un ordre de grandeur. Du fait du nombre de ces structures, on peut être certain que plusieurs sont superposées sur la même ligne de visée et que l'intensité correspondante n'est donc qu'une moyenne. De même pour les régions équatoriales, un streamer de haute densité peut être superposé à un trou coronal de faible densité. De plus, même en supposant que l'on observe effectivement une structure isolée, il est nécessaire de faire des hypothèse sur sa géométrie tridimensionnelle (projetée sur le plan du ciel, une plume peut être interprétée comme un cylindre ou bien une lame) pour pouvoir en déduire la densité. Les autres grandeurs physiques nécessaires à notre modèle sont déterminées assez précisément pour faire la différence entre régions équatoriales et régions polaires, mais pas assez pour représenter les structures à plus petite échelle. De plus, du fait des incertitudes sur ces paramètres, il serait illusoire de vouloir modéliser ces structures de façon réaliste. Notre objectif étant d'étudier la couronne calme à grande échelle, il est donc légitime de considérer un modèle de couronne à symétrie sphérique ou cylindrique et donc d'utiliser des densités électroniques *moyennes*. C'est la démarche qui a été utilisée avec les données de MarkIII et C2.

Après combinaison des données de MarkIII et C2, l'intégrale sur la ligne de visée a été

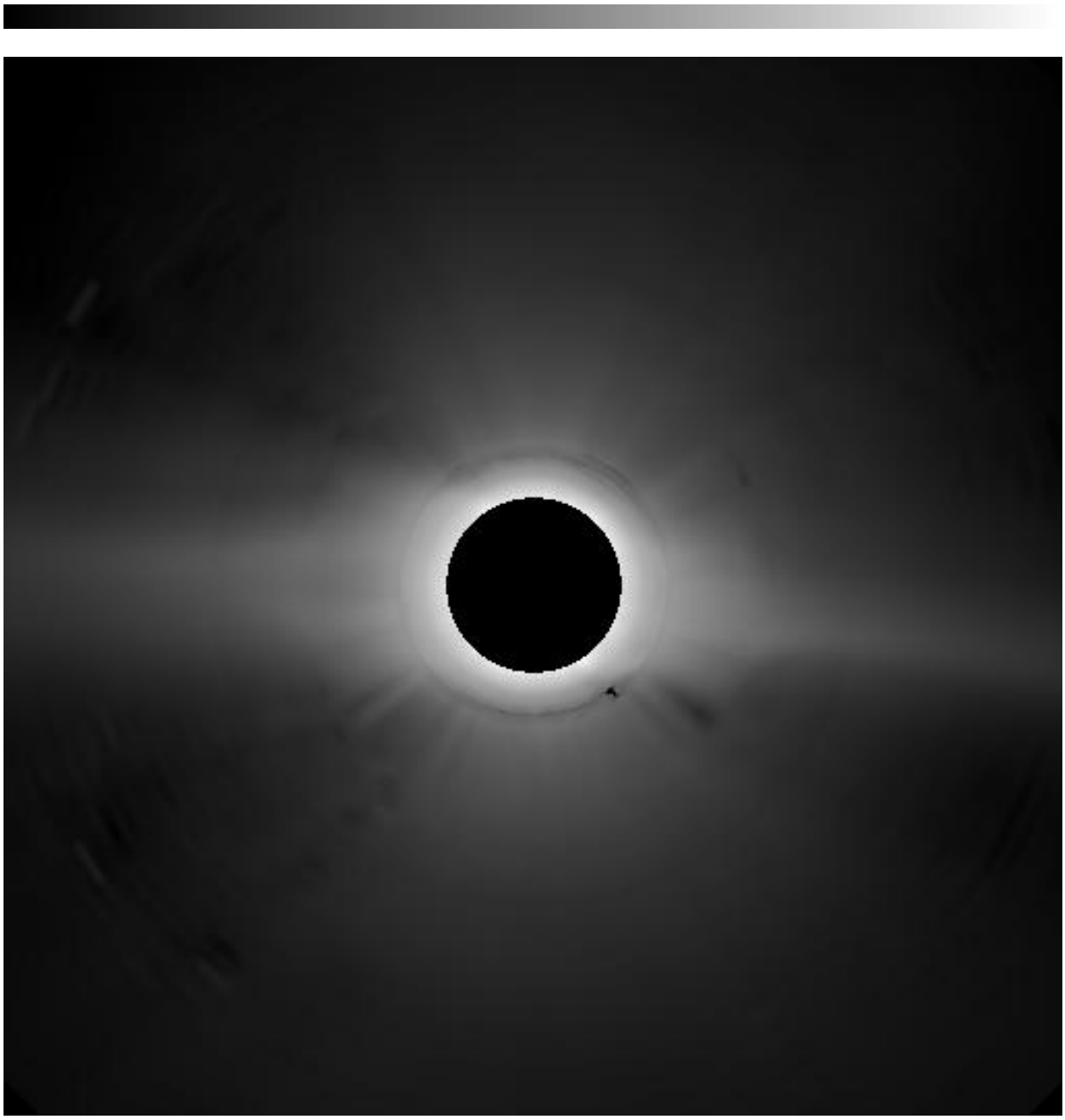

FIG. 4.10 – *Carte de densité électronique obtenue à partir de données MarkIII et LASCO/C2 de la figure 4.9 par inversion de l'intégration sur la ligne de visée dans l'hypothèse de symétrie sphérique. Les donnée en dessous de* 1.122 $R_\odot$ *(limite inférieure du champ de MarkIII) sont extrapolées (voir texte).*

inversée numériquement en utilisant un méthode de correction par couche et en supposant une couronne à symétrie sphérique, c'est à dire que la dépendance de la densité électronique avec la distance au limbe est la même pour tous les rayons situés dans le plan constitué par le centre du Soleil et la ligne de visée. En dessous de 1.122 $R_\odot$, limite inférieure du champ de MarkIII, nous

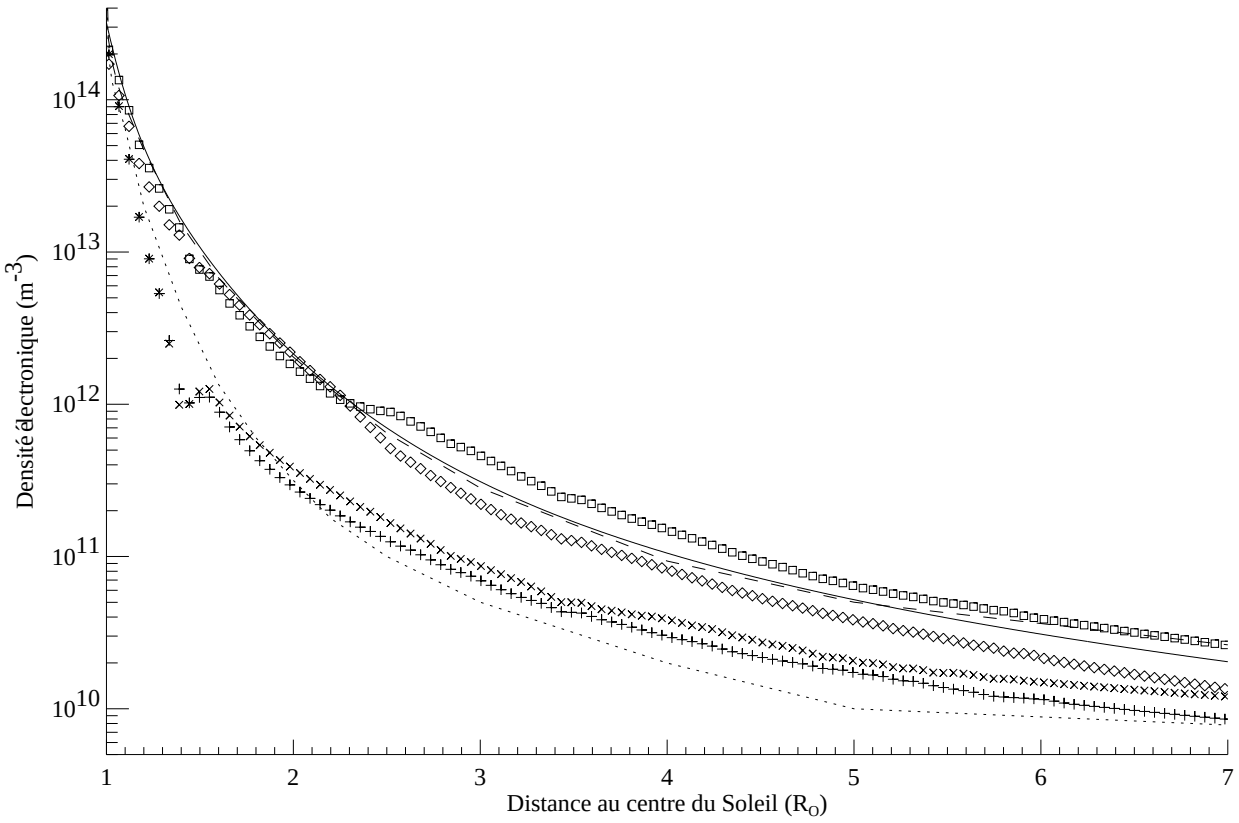

Fig. 4.11 – *Comparaison des densité électronique obtenues à partir des données MarkII et C2 avec des modèles classiques. Les □, les ◇, les + et les × représentent la densité électronique en fonction du rayon au-dessus des limbes Est, Ouest, Nord et Sud respectivement. Les traits pointillés courts et long représentent les modèles de densité électronique donnés par C. W. Allen [1] pour la couronne calme au-dessus des pôles et de l'équateur respectivement. Enfin, le trait plein continue représente la densité électronique donnée par la formule classique de Baumbach. Il se peut que nous surestimions la densité électronique au-dessus des pôles du fait de l'approximation sphérique.*

avons interpolé la densité électronique en la représentant par une loi de puissance en fonction de la distance au limbe. L'inversion de l'intégration sur la ligne de visée est une opération sensible au bruit présent dans les images d'origine. De plus, les quelques discontinuités présentes à la jonction entre les données MarkIII et C2 produisent parfois des artefacts indésirables. Afin de réduire ces effets, nous avons moyenné les résultats sur des secteurs angulaires de 5 degrés. La figure 4.10 montre la carte de densité électronique finale obtenue à partir des deux images d'origine de la figure 4.9. On retrouve les caractéristiques principales, streamers équatoriaux de grande densité et régions polaires de faible densité, mais avec un contraste réduit par l'inversion de l'intégration. Du fait de l'hypothhèse de symétrie sphérique, il se peut que nous surestimions la densité électronique au-dessus des pôles. En effet, si une structure de grande densité (un streamer par exemple) se trouve sur la ligne de visée passant au-dessus d'un pôle, l'intensité observée est plus grande que si la ligne de visée traversait exclusivement des régions polaires de faible densité. L'hypothèse de symétrie sphérique amène ìnterpréter cette intensité plus grande

comme due à une densité électronique moyenne plus grande alors qu'elle est en fait due à la superposition de régions de densité différentes. C'est un exemple du problème discuté plus haut de la nécessité de faire des hypothèses sur la géométrie des structures.

La figure 4.11 permet de comparer les résultats obtenus avec des valeurs classiques de densité électronique. Les $\square$, les $\diamond$, les $+$ et les $\times$ représentent des coupes radiales de la densité électronique de la carte de la figure 4.10 au-dessus des limbes Est, Ouest, Nord et Sud respectivement. Les traits pointillés courts et long représentent les modèles de densité électronique donnés par C. W. Allen [1] pour la couronne calme au-dessus des pôles et l'équateur respectivement. Enfin, le trait plein continue représente la densité électronique en m^{-3} donnée en fonction du rayon par la formule classique de Baumbach[7] [3] :

$$N_e(r) = 10^{14}\left(0.036\left(\frac{r}{\mathrm{R}_\odot}\right)^{-2.5} + 1.55\left(\frac{r}{\mathrm{R}_\odot}\right)^{-6} + 2.99\left(\frac{r}{\mathrm{R}_\odot}\right)^{-16}\right) \tag{4.4}$$

Cette formule ainsi que les valeurs données par C. W. Allen ont été obtenues en moyennant un grand nombre d'observations d'éclipses et sont de ce fait des modèles moyens de la densité électronique. L'accord entre les valeurs dérivées des données MarkIII/C2 et ces valeurs classique est très bon en-dessous de 2 $\mathrm{R}_\odot$, même pour les valeurs extrapolées en-dessous de 1.122 $\mathrm{R}_\odot$. Au-dessus on distingue le cas des équateurs de celui des pôles. Aussi bien les valeurs de C. W. Allen que la formule de Baumbach correspondent à peu près à la moyenne des coupes équatoriales Est et Ouest. Comme les modèles de C. W. Allen et de Baumbach sont des modèles moyens, les écarts observés s'interprètent aisément comme des variations normales de la densité électronique par rapport à la densité moyenne dues à la présence de structures coronales. Au-dessus des pôles et au-dessus de 2 $\mathrm{R}_\odot$ en revanche, les données MarkIII/C2 donnent systématiquement une densité électronique supérieure aux valeurs tabulées par C. W. Allen. Ceci peut être dû, comme nous l'avons déjà expliqué plus haut, à l'hypothèse de symétrie sphérique de la couronne faite pour inverser l'intégration sur la ligne de visée. Cet effet n'est toutefois pas très gênant car en-dessous de 2 $\mathrm{R}_\odot$ les valeurs sont correctes et garantissent une bonne modélisation de la couronne sur le premier rayon solaire et de plus, les densités électroniques au-dessus de 2 $\mathrm{R}_\odot$ ne sont susceptibles d'affecter l'intensité de la raie que pour des lignes de visée passant au-dessus de 2 $\mathrm{R}_\odot$, donc uniquement en bord du champ observé par EIT.

En conclusion, excepté la possible surestimation de la densité électronique au dessus des pôles, l'utilisation des données MarkIII et C2 représente une amélioration par rapport aux modèles moyens de C. W. Allen et Baumbach car la prise en compte des écarts à ces valeurs moyennes permet de garantir une modélisation plus fidèle de la raie de résonance de l'ion He^+ dans le cas ou des structures coronales sont présentes.

4.7 Température électronique

La température électronique est nécessaire pour calculer la fraction d'ions He^+ présents dans la couronne à partir de l'équilibre d'ionisation calculé dans la section 2.2.1. Elle est aussi

7. Nous avons modifié la formule originale en changeant le premier exposant de -1.5 en -2.5, car cette valeur reproduit mieux les modèles de C. W. Allen.

nécessaire pour connaîtrela largeur de la raie d'absorption coronale, car nous avons vu dans la section 4.3 que nous supposons la température des ions He^+ égale à la température électronique.

A part pour la vitesse des ions He^+ par laquelle les données observationnelles ne sont pas suffisantes, les valeurs des grandeurs physiques discutées dans ce chapitre tiennent compte des variations liée à la présence de structures dans la couronne. Ainsi l'intensité de la raie chromopshérique déterminée avec EIT tient compte des trous coronaux polaires ou des régions actives, et la densité électronique déterminée à partir des données MarkIII/C2 prend en compte la présence et la position des streamers. Les diagnostics spectroscopiques, en général basés sur des rapports d'intensité de raies d'ions appartenant à un même état d'ionisation, fournissent des mesures ponctuelles de la densité électronique. Ils ne permettent donc pas à eux seuls d'obtenir des cartes de la température électronique comme nous avons obtenu des cartes de la densité électronique (voir la section 4.6). Pour ce faire, nous avons combiné les résultats d'analyses spectroscopiques récentes avec les propres capacités de EIT à déterminer la la température électronique.

En effet, le rapport des intensités des raies à 19.5 nm du Fe^{11+} et à 17.1 nm du Fe^{10+} observées par EIT est sensible à la température électronique dans l'intervalle de température allant de 0.9 à 1.5 MK [32]. Mais comme les deux bandes passantes ne transmettent pas chacune une mais plusieurs raies du fer et que leur rapport n'est sensible qu'à un intervalle de températures limité, le rapport des images obtenues à 19.5nm et 17.1 nm ne fourni pas des valeurs absolues de la température électroniqe aussi précises que les observations spectroscopiques. En revanche, il est sensé reproduire correctement les variations de température électronique d'une structure à l'autre. Inversement, les observations spectroscopiques fournissent des valeurs absolues précises, mais leur caractère ponctuel permet rarement de déterminer la température électronique pour une large gamme de structures coronales. Afin de combiner les avantages des deux méthodes, nous appliquons une transformation linéaire aux cartes de température obtenues à partir des observations de EIT de façon à ce que les valeurs numériques dans les trous coronaux et dans les streamers équatoriaux correspondent aux valeurs moyennes caractéristiques obtenues par des méthodes spectroscopiques. Les valeurs précises de la température électronique obtenues par des méthodes spectroscopiques dans les trous coronaux et dans les streamers sont donc utilisés pour renormaliser les cartes de température fournies par le rapport des images enregistrées par EIT à 19.5 nm et 17.1 nm.

Un des meilleurs jeux de mesures spectroscopiques de la température électronique dans une trou coronal et dans un streamer équatorial a été obtenu par C. David et al. [14] à partir des observations des spectrographes SUMER et CDS embarqués à bord de SOHO. Leurs résultats sont reproduits sur la figure 4.12. La température dans la région de couronne calme est plus élevée que dans le trou coronal quelle que soit l'altitude considérée. La température dans le trou coronal ne dépasse pas 1 MK, est maximale vers 1.17 $R_\odot$ et descend à 0.4 MK à 1.3 $R_\odot$. Les valeurs dans le trou coronal sont cohérentes avec les résultats indépendants de K. Wilhelm et al. [42]. En faisant correspondre les deux profils de température de la figure 4.12 avec une carte de température fournie par EIT à une date proche des dates des observations de C. David et al. (les 15 et 21 mai 1996), nous déterminons la transformation linéaire à appliquer aux cartes de température produites par EIT. Cette relation linéaire ne dépend a priori pas de la date d'observation, car la seule source de variation estt un changement de la réponse spectrale des bandes passntes à 19.5 nm et 17.1 nm avec le temps, ce qui est peu probable. Cette méthode nous

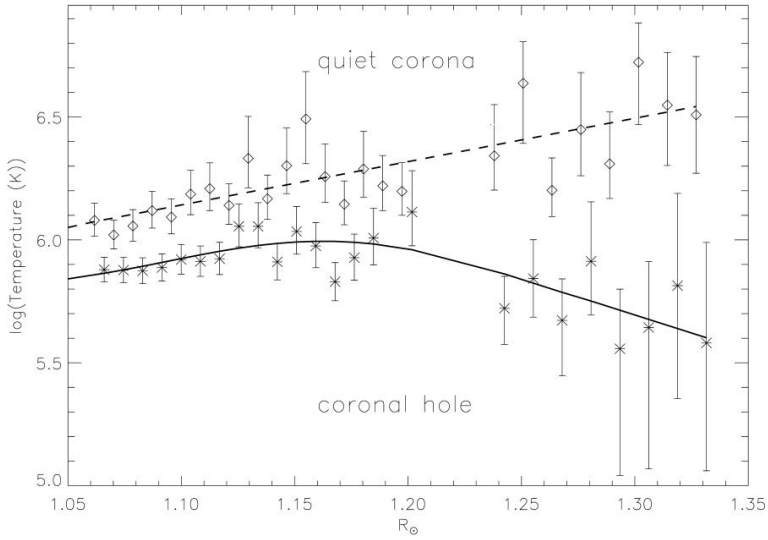

FIG. 4.12 – *Température électronique dans un trou coronal et dans une région de couronne calme d'après C. David et al. [14].*

donne la température électronique dans tout les champ de vue de EIT. Or du fait de l'intégration sur la ligne de visée, afin de calculer l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ dans tout le champ de vue de EIT, il nous faut en fait connaître la température électronique au-delà. Pour ce faire, nous extrapolons les températures obtenues par la méthode décrite ci-dessus en les paramétrisant par la formule proposée par S. R. Cranmer et al. [10] :

$$T_e(r) = 10^6 \left[a \left(\frac{r}{\mathrm{R}_\odot} \right)^b + c \left(\frac{r}{\mathrm{R}_\odot} \right)^d \right]^{-1} \tag{4.5}$$

où r est la distance au centre du Soleil. Afin de garantir que les températures électroniques ainsi extrapolées tendent vers les valeurs mesurées dans le vent solaire, nous imposons aux paramétrisations de redonner les températures électroniques déduites par Y.-K. Ko et al. [25] à partir des mesures in situ obtenues dans le vent solaire par l'instrument SWICS embarqué à bord de la sonde ULYSSES. La température électronique obtenue par cette méthode pour le 30 mai 1996 est présentée sur la figure 4.13. Du fait de la renormalisation, les valeur numériques dans le champ de EIT sont automatiquement cohérentes avec les valeurs obtenues par les méthodes spectroscopiques, tout en permettant de prendre en compte les structures coronales.

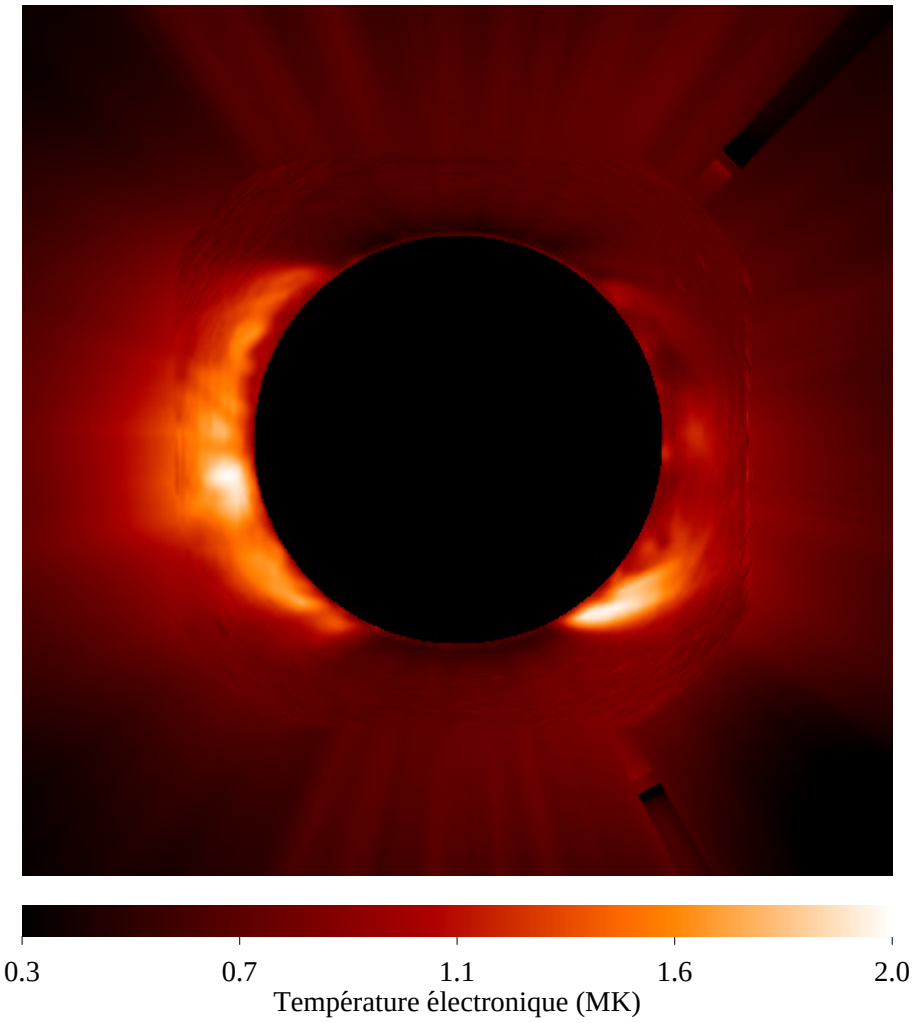

Fig. 4.13 – *Carte de tempérture électronique obtenue à partir des observations de EIT à 19.5 nm et 17.1 nm après renormalisation pour donner les valeurs mesurées par C. David et al. [14] dans les trous coronaux et dans les régions calmes. La température en-dehors du champ de EIT est extrapolée (voir texte).*

Bibliographie

[1] Allen, C. W. 1973, Astrophysical quantities, The athlone press university of London, 4 Gower Street, London wc1, 4eme édition

[2] Avrett, E. H. 1999 *Combined effects of mass flows and particule diffusion on the ionization structure of the solar transition region*, in Eigth SOHO Workshop, "Plasmas Dynamics and Diagnostics in the Solar Transition Region and Corona", ESA SP-446: 141-144

[3] Baumbach, S. 1972, *Strahlung, Ergiebigkeit und Elektronendichte der Sonnekorona*, Astron. Nach., 263: 121-134

[4] Behring, W. E., Cohen, L. & Feldman, U. 1972, *The solar spectrum : wavelengths and identifications from 60 to 385 angstroms*, Astrophys. Journ., 175: 493-523

[5] Brault, J. W. & White O. R. 1971, *The analysis and restoration of astronomical data via the fast fourier transform*, Astron. Astrophys., 13: 169-189

[6] Brekke, P., Thompson, W. T., Woods, T. N. & Eparvier, F. G. 2000, *The Extreme-Ultraviolet Solar Irradiance Spectrum Observed with the Coronal Diagnostic Spectrometer (CDS) on SOHO*, Astrophys. Journ., 536(2): 959-970

[7] Brosius, J. W., Davila, J. M. & Thomas, R. J. 1996, *Measuring active and quiet-sun coronal plasma properties with extreme-ultraviolet spectra from SERTS*, Astroph. Journ. Suppl. Ser., 106: 143-164

[8] Broussard, R. M., Sheeley, N. R., Tousey, R. & Underwood, J. H. 1978, *A survey of coronal holes and their solar wind associations throughout sunspot cycle 20*, Sol. Phys., 56: 161-183

[9] Brueckner, G. E., Howard, R. A., Koomen, M. J., Korendyke, C. M., Michels, D. J., Moses, J. D., Socker, D. G., Dere, K. P., Lamy, P. L., Llebaria, A., Bout, M. V., Scwenn, R., Simnett, G. M., Bedford, D. K. & Eyles, C. J., 1995, *The Large Angle spectroscopic coronograph (LASCO), Visible light coronal imaging and spectroscopy*, Sol. Phys., 162: 357-402

[10] Cranmer, S. R., Kohl, J. L., Noci, G., Antonucci, E., Tondello, G., Huber, M. C. E., Strachan, L., Panasyuk, A. V., Gardner, L. D., Romoli, M., Fineschi, S., Dobrzycka, D., Raymond, J. C., Nicolosi, P., Siegmund, O. H. W., Spadaro, D., Benna, C., Ciaravella, A., Giordano, S., Habbal, S. R., Karovska, M., Li, X., Martin, R., Michels, J. G., Modigliani, A., Naletto, G., O'Neal, R. H., Pernechele, C., Poletto, G., Smith, P. L. & Suleiman, R. M. 1999, *An Empirical Model of a Polar Coronal Hole at Solar Minimum*, Astrophys. Journ. 511(1): 481-501.

[11] Cushman, G. W., Godden, G. & Rense, W. A., 1974, *Solar line profiles in range 200 A - 700 A*, Meeting of the Solar Physics Division, AAS, 285

[12] Cushman, G. W., Farwell, L., Godden, G. & Rense, W. A. 1975, *Solar line profiles of He I 584 A and He II 304 Å*, Journ. Geophys. Res., 80(4): 482-486

[13] Cushman, G. W. & Rense, W. A. 1978, *Solar He II (304 Å) and Si XI (303 Å) line profiles*, Sol. Phys., 58: 299-305

[14] David, C., Gabriel, A. H., Bely-Dubau, F., Fludra, A., Lemaire, P. & Wilhelm, K. 1998, *Measurement of the electron tempreature gradient in a solar coronal hole*, Astron. Atrsophys. Lett., 336: L90-L94

[15] Doschek, G. A., Behring, W. E. & Feldman, U. 1974, *The widths of the solar He I and He II lines at 584, 537, and 304 Å*, Astrophys. Journ. Lett., 190: L141-L142

[16] Esser, R., Habbal, S. R., Withbroe, G. L. & Leer, E. 1986, *A two-fluid solar wind model with Alfven waves - Parameter study and application to observations*, Journ. Geophys. Res., 91: 2950-2960

[17] Feldman, U. & Behring, W. E. 1974, *Solar coronal line profiles in the extreme-ultraviolet*, Astophys. Journ. Lett., 1974, 189: L45-L46

[18] Fisher, R. R., Lee, R. H., MacQueen, R. M. & Poland, A. I. 1981, *New Mauna Loa coronograph systems*, Appl. Opt., 20: 1094-1101

[19] Gabriel, A. H. 1971, *Measurements of the Lyman Alpha Corona*, Sol. Phys., 21: 393-400

[20] Gabriel, A. H., Culhane, J. L., Patchett, B. E., Breeveld, E. R., Lang, J. & Parkinson, J. H. 1994, *Measurement of the Solar Coronal Helium Abundance*, non publié

[21] Golub, L. & Pasachoff, J. M. 1997, The solar corona, Cambridge university press, The Edimburg building, Cambridge CB2 2RU, UK

[22] Hansteen, V. H., Leer, E. & Holzer, T. E. 1997, *The Role of Helium in the Outer Solar Atmosphere* Astrophys. Journ., 482: 498-509

[23] Harrison, R. A., Sawyer, E. C., Carter, M. K., Cruise, A. M., Cutler, R. M., Fludra, A., Hayes, R. W, Kent, B. J, Lang, J, Parker, D. J., Payne, J., Pike, C. D., Peskett, B. J., Richards, A. G., Culhane, J. L., Norman, K., Breeveld, A. A., Breeveld, E. R., Al Janabi, K. F., McCalden, A. J., Parkison, J. H., Self, D. G., Thomas, P. D., Poland, A. I., Thomas, R. J., Thompson, W. T, Kjeldseth-Moed, O., Brekke, P., Karud, J., Maltby, P., Aschenbach, A., Bräuninger, H., Küne, M, Hollandt, J., Siegmund, O. H. W., Hiber, M. C. E., Gabriel, A. H., Mason, H. E., Bromage & B. J. I., 1995, *The coronal diagnostic spectrometer for the solar and heliospheric observatory*, Sol. Phys., 162: 233-290

[24] Jordan, S. D. 1994, *Line formation and intensity enhancement of the HeII 304Åline in the solar atmosphere*, IAU coloq. 144 "Solar Coronal Structures", V. Ruĭn, P. Heinzel & J.-C. Vial eds., VEDA Publishing Company, Bratislava, 415-420

[25] Ko, Y.-K., Fisk, L. A., Geiss, J., Gloeckler, G. & Guhathakurta, M. 1997, *An Empirical Study of the Electron Temperature and Heavy Ion Velocities in the South Polar Coronal Hole*, Sol. Phys., 171: 345-361

[26] Kohl, J. L., Esser, R., Gardner, L. D., Habbal, S., Daigneau, P. S., Dennis, E. F., Nystrom, G. U., Panasyuk, A., Raymond, J. C., Smith, P. L., Strachan, L., van Ballegooijen, A. A., Noci, G., Fineschi, S., Romoli, M., Ciaravella, A., Modigliani, A., Huber, M. C. E., Antonucci, E., Benna, C., Giordano, S., Tondello, G., Nicolosi, P., Naletto, G., Pernechele, C., Spadaro, D., Poletto, G., Livi, S., von der Luhe, O., Geiss, J., Timothy, J. G., Gloeckler, G., Allegra, A., Basile, G., Brusa, R., Wood, B., Siegmund, O. H. W., Fowler, W., Fisher, R. & Jhabvala, M. 1995, *The Ultraviolet Coronagraph Spectrometer for the Solar and Heliospheric Observatory*, Sol. Phys. 162: 313-356

[27] Koutchmy, S. & Stellmacher, G. 1976, *Photometric study of chromospheric and coronal spikes observed during the total solar eclipse of 30 June, 1973*, Sol. Phys., 46: 253-265

[28] Laming, J. M. & Feldman, U. 1999, *Measuring the Solar Helium Abundance in the Outer Corona with Sumer*, Proc. 8th SOHO Workshop, 'Plasma Dynamics ans Diagnostics in the Solar Transition Region and Corona', Paris, France, ESA SP-446: 405-410

[29] Lucy, L. B. 1974, *An iterative technique for the rectification of observed distributions*, Aatrophys. Journ., 79(6): 745-753

[30] Mangus, J. D. 1970, *Optical design of Glancing Incidence Extreme Ultraviolet Telescopes*, Appl. Opt., 9: 1019-1025

[31] Neupert, W. M., Gabriel, L. E. & Thomas, R. J. 1992, *An EUV imaging spectrograph for high resolution observations of the solar corona*, Sol. Phys., 137: 87-104

[32] Newmark, J.S. et al. 1996, *Solar Temperature Diagnostics Based Upon Observations by the SOHO Extreme ultraviolet Imaging Telescope*, EOS, 77(46): 557

[33] Noci, G., Kohl, J. L. & Withbroe, G. L. 1987, *Solar wind diagnostics from doppler-enhanced scattering*, Astrophys. Journ., 315: 706-715

[34] Nolte, J. T., Davis, J. M., Gerassimenko, M., Krieger, A. S. & Solodyna, C. V. 1978, *The relationship between solar activity and coronal hole evolution*, Sol. Phys., 60: 143-153

[35] Patchett, B. E., Norman, K., Gabriel, A. H. & Culhane, J. L. 1981, *The Coronal Helium Abundance Experiment on Spacelab 2*, Space Science Rev., 29: 431-437

[36] Richardson, W. H. 1972, *Bayesian-Based Iterative Method of Image Restoration*, J. Opt. Soc. Am., 62: 55-59

[37] Russell, P. C. 1965, *Further Soft X-ray images of the Sun*, Nature, 206: 281-282

[38] Russell, P. C. & Pounds, K. A. 1966, *Improved resolution X-ray photographs of the Sun*, Nature, 209: 490-491

[39] Timothy, A. F., Krieger, A. S. & Vaiana, G. S. 1975, *The structure and evolution of coronal holes*, Sol. Phys., 42: 135-156

[40] Tousey, R. 1967, *Some results of twenty years of extreme ultraviolet solar research*, Astrophys. Journ. 149(2): 239-252

[41] Waniak, W. 1997, *Image restoration by simple adaptive deconvolution*, Astron. Astrophys., 124: 197-203

[42] Wilhelm, K. Marsch, E., Dwivedi, B. N., Hassler, D. M., Lemaire, P., Gabriel, A. H. & Huber, M. C. E. 1998, *The Solar Corona above Polar Coronal Holes as Seen by SUMER on SOHO*, Astrophys. Journ. 500: 1023-1038

[43] Young, P. R., Klimchuk, J. A. & Mason, A. E., 1999, *Temperature and density in a polar plume-measurements from CDS/SOHO*, Astron. Atrophys., 350: 286-301

— 5 —

Prédiction de l'intensité de la raie de résonance à 30.378 nm de l'ion He^+ dans la couronne

Dans le chapitre 2 , nous avons examiné les processus physiques susceptibles de produire la raie de diffusion résonante de l'ion He^+ dans la couronne. Nous avons montré que la diffusion Thomson et la diffraction Fraunhofer du flux chromosphérique sont négligeables, que seuls les trois processus de collision électronique, de recombinaison électronique et de diffusion résonante sont susceptibles de produire un flux détectable, et nous avons développé leurs expressions théoriques. Ces expressions faisant intervenir de nombreuses grandeurs physiques, nous avons déterminé celles-ci dans les deux chapitres suivants, d'abord les paramètres atomiques, puis les quantités dépendant des conditions physiques locales dans la couronne. Nous allons maintenant utiliser les résultats de ces trois derniers chapitres en remplaçant les grandeurs physiques intervenant dans les expressions théoriques par leurs valeurs numériques afin d'obtenir une prédiction de l'intensité de la raie de la raie de résonance de l'He^+ dans la couronne. Une fois ceci fait et après avoir réduit les observations de EIT. Nous comparerons les intensités calculées avec les observations de EIT dans le chapitre 1.

Rappelons que tout au long du chapitre 4 nous avons pris soin de déterminer du mieux possible les conditions physiques régnant dans la couronne en prenant en compte les différences existant entre les différentes structures coronales, et ceci tout au long de la mission SoHO. Nous avons choisi cette démarche afin de faciliter l'interprétation les comparaisons entre les prédictions du modèle avec les observations de EIT. En effet, pour la densité électronique par exemple (voir le paragraphe 4.6), nous aurions pu choisir d'utiliser des modèles moyens comme celui de C. W. Allen, ou bien encore utiliser des observations spectroscopiques ponctuelles et supposer que les valeurs déduites sont effectivement représentatives du type de structure considéré et donc utilisables pour tout autre structure jugée similaire. Mais cette démarche a l'inconvénient majeur de rendre délicate l'interprétation des observations de EIT, car alors les écarts avec les prédictions pourraient être attribués à de simples variations de la densité électronique non prises en compte par le modèle. L'utilisation des données des coronographes MarkIII et C2 nous permet de supprimer ce problème en introduire aisément dans les expressions théoriques une densité électronique qui d'une part est connue dans tout le champ de vue de EIT, et qui d'autre part reproduit la densité et l'étendue spatiale de chaque structure individuelle quelle que soit la date choisie pour les observations de EIT. En appliquant ce principe à toutes les grandeurs physiques discutées au chapitre 4, le modèle obtenu de la raie de résonance de l'He^+ est a priori capable de prédire le plus précisément possible l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ compte tenu des caractéristiques de la couronne à une date donnée. De cette manière, si nous constatons des différences entre les prédictions du modèle et les observations de EIT,

celles-ci seront plus certainement attribuables à des effets non pris en compte par notre modèle que si nous utilisions un modèle moyen. Il sera en effet plus difficile d'attribuer ces différences à de simples écarts entre les conditions physiques régnant effectivement dans la couronne au moment des observations de EIT et les conditions physiques moyennes. Les effets non pris en compte par notre modèle et susceptibles dêtre détectés peuvent être par exemple des variations de l'abondance d'hélium dans la couronne (notre modèle utilise une abondance constante), ou une fraction d'ionisation de l'He^+ anormale due à des écarts à l'équilibre thermodynamique.

Le même souci nous oblige à porter un grande attention à la détermination des incertitudes associées aux prédictions de notre modèle. En effet, même les meilleures déterminations possibles des grandeurs physiques intervenant dans les expressions théoriques du chapitre 2 sont entachées d'erreurs qui se répercutent sur les intensité prédites. Selon leur amplitude, ces erreurs peuvent expliquer tout ou partie des possibles écarts entre notre modèle et les observations de EIT. Les écarts rentrant dans les barres d'erreurs seront interprétés comme dûs aux incertitudes de détermination des conditions physiques réglant dans la couronne, alors que tout écart de plus grande amplitude devra être considéré comme une réelle divergence entre le modèle et les observations. Afin d'estimer les incertitudes associées à notre modèle et d'être capables d'interpréter correctement les comparaisons avec les observations, nous étudierons dans la section 5.2 l'influence de chacun des paramètres empiriques sur les intensités calculées. Nous étudierons en particulier dans la section 5.2.2 la grandeur appelée facteur de profil et qui caractérise l'efficacité du processus de diffusion résonante. Nous conclurons par une estimation de l'erreur associée aux intensités calculées. Mais tout d'abord, nous présentons les résultats de l'application numérique du modèle.

5.1 Intensité calculée de la raie de résonance de l'He^+

En utilisant les formules théoriques des trois composantes de diffusion résonante (équation 2.11), de recombinaison (équation 2.12) et de diffusion résonnante (équation 2.10). L'intégration sur la ligne de visée a été effectuée dans l'hypothèse de symétrie sphérique, c'est à dire en supposant que la dépendance de grandeurs physiques en fonction de la distance au Soleil est le même quel que soit le rayon du plan formé par l'observateur et la ligne de visée. La figure 5.1 montre la carte d'intensité ainsi calculée pour le 30 mai 1996 pour une vitesse nulle des ions He^+. Notre modèle ne calcule l'intensité de la raie que dans la couronne au-dessus du limbe. Le disque chromosphérique a été recopié depuis une image enregistrée par EIT 'a 30.4 nm afin de faciliter la comparaison ultérieure avec les observations (voir le chapitre 1). L'allongement des isophotes dans le sens Est-Ouest traduit la présence des streamers équatoriaux. La figure 5.1 montre la carte d'intensité ainsi calculée pour le 30 mai 1996. La figure 5.2 montre les coupes radiales d'intensité calculées pour trois profils de vitesse (voir le paragraphe 4.5). Sur cette figure, nous étendons la représentation à de grandes distances du limbe en dehors du champ de vue de EIT afin de montrer l'effet de la vitesse des ions He^+ sur l'intensité de la raie. Le panneau du haut correspond à une coupe au-dessus de l'équateur Ouest et le panneau du bas à une coupe au-dessus du pôle Nord. Les courbes en trait plein correspondent à une vitesse de 0 km.s^{-1} à 2 $R_\odot$, les courbes en trait pointillé court à une vitesse de 100 km.s^{-1} et les courbes en trait pointillé long à 300 km.s^{-1}. L'intensité calculée atteint un cinquantième environ du niveau du

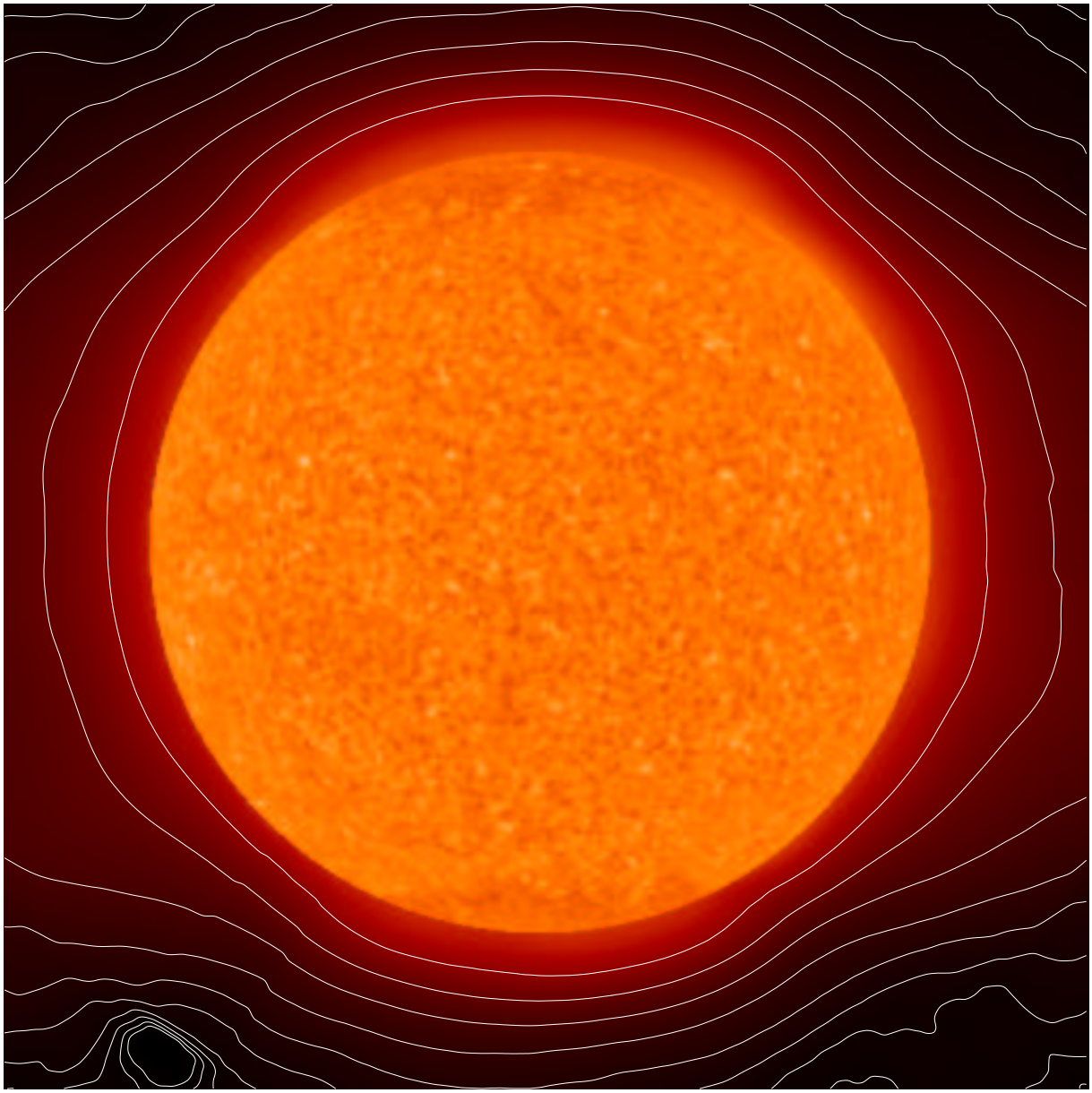

FIG. 5.1 – *Intensité de la raie de résonance à 30.378 nm de l'He$^+$ dans la couronne calculée pour le 30 mai 1996. Les ions He$^+$ sont supposés avoir une vitesse nulle. Le disque chromosphérique est rapporté depuis une image enregistrée à 30.4 nm par EIT.*

disque chromosphérique près du limbe. La vitesse n'a que peu d'influence sur l'intensité aux altitudes inférieures à 2 $R_\odot$ environ, c'est à dire dans le champ de vue de EIT. Au-dessus, la vitesse des ions He$^+$ tend à diminuer l'intensité : c'est l'effet de l'atténuation Doppler. Le profil correspondant à 100 km.s^{-1} à 2 $R_\odot$ a un effet limité, mais l'atténuation est très nette pour le profil correspondant à 300 km.s^{-1} à 2 $R_\odot$, la chute d'intensité atteignant un facteur 100 environ vers 4 $R_\odot$. Nous allons étudier plus en détail dans les sections suivantes l'influence des paramètres physiques sur l'intensité calculée.

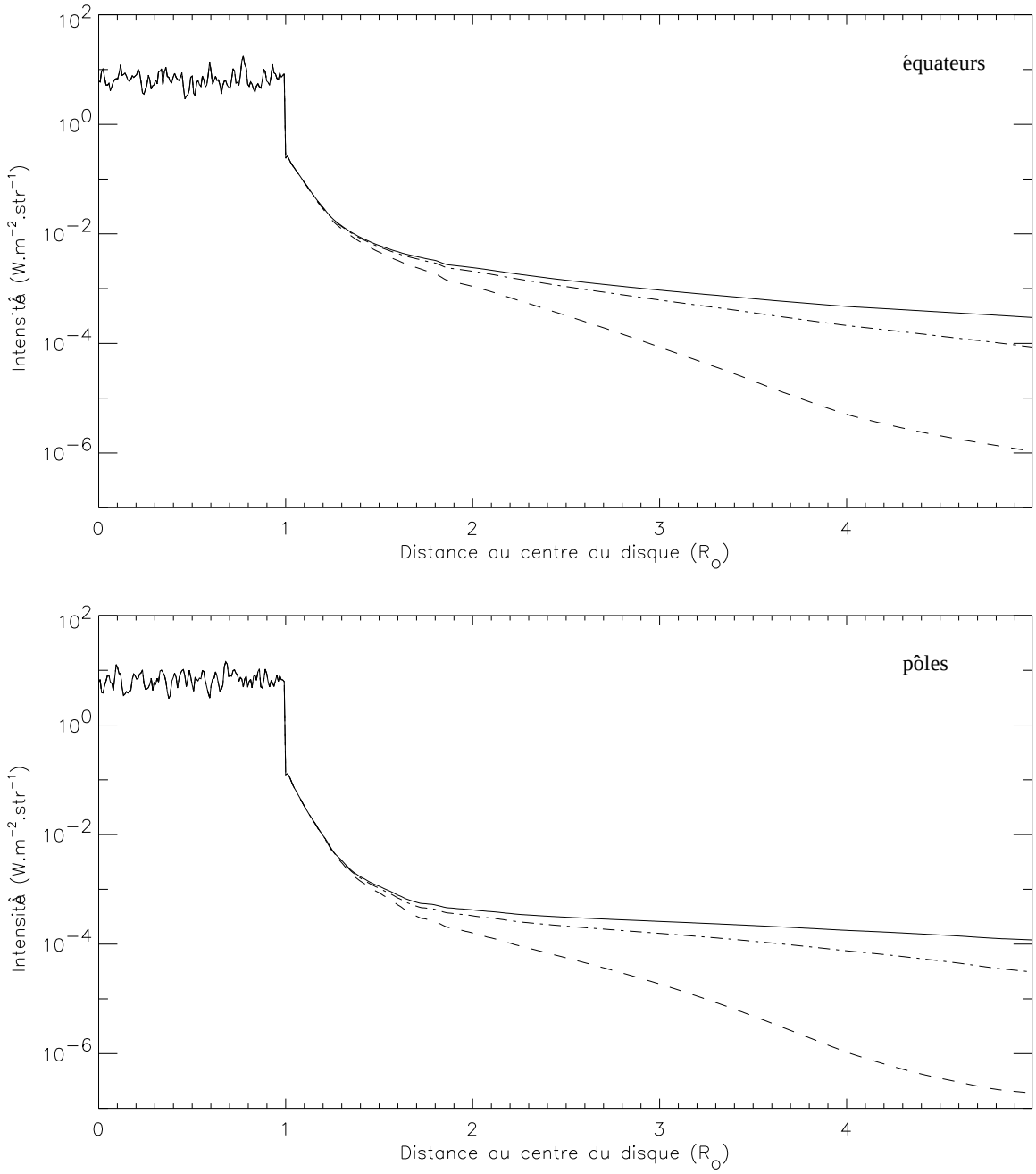

Fig. 5.2 – *Coupes radiales d'intensité correspondant à la figure 5.1. Le panneau du haut correspond à l'équateur Ouest et le panneau du bas au pôle Nord. Les courbes en trait plein, pointillé alterné et pointillé simple correspondent à des profils de vitesse amenant les ions* He^+ *respectivement à 0* km.s^{-1}*, 100* km.s^{-1} *et 300* km.s^{-1} *à 2* $R_\odot$*. Remarquer l'effet de l'atténuation Doppler au-dessus de 2* $R_\odot$*.*

5.2 Influence des paramètres solaires

Dans le paragraphe 2.2.3, nous avons démontré que l'intensité de la composante de diffusion résonante est proportionnelle à l'intégrale sur la ligne de visée du produit de la densité d'ions

He^+ par un facteur décrivant le processus de diffusion, soit :

$$I \propto \frac{B_{12}}{\nu_0^2} \int_l N_{\mathrm{He}^+} \int_\Omega I_C D(\sigma_C,\sigma_T,w_\parallel) p(\theta) \mathrm{d}\omega \ \mathrm{d}l \tag{5.1}$$

où B_{12} est le coefficient d'Einstein pour l'absorption, ν_0 est la fréquence centrale de la raie, l est la ligne de visée, N_{He^+} est la densité d'ions He^+, Ω est l'angle solide sous-tendu par la chromosphère en chaque point de la ligne de visée, I_C est l'intensité de la raie chromosphérique, $D(\sigma_C,\sigma_T,w_\parallel)$ est l'intégrale du produit des profils des raies chromosphérique et coronale, et $p(\theta)$ est la dépendance angulaire du processus de diffusion résonante. Nous allons étudier le facteur décrivant le processus de diffusion, lequel dépend, pour un point donné de la couronne, des six paramètres suivants :

- l'angle solide sous-tendu par la chromosphère.
- l'intensité de la raie chromosphérique dans tout l'angle solide.
- le profil de la raie chromosphérique dans tout l'angle solide.
- le profil de la raie coronale.
- la vitesse des ions He^+.
- la dépendance angulaire du processus de diffusion.

Afin d'évaluer l'incertitude sur la prédiction de l'intensité de la raie de résonance, nous devons déterminer dans quelle mesure chacun de ces paramètres influence le résultat, or il n'est a priori pas trivial de séparer leurs contributions individuelles. Pour ce faire, nous allons tout d'abord au paragraphe 5.2.1 calculer le flux chromosphérique total $\int_\Omega I_C \mathrm{d}\omega$ incident en un point quelconque de la couronne, ce qui permet d'étudier les effets des variations d'intensité de la chromosphère indépendamment des autres paramètres. Puis inversement au paragraphe 5.2.2, nous examinerons le rôle de $D(\sigma_C,\sigma_T,w_\parallel)$ en supposant que la chromosphère est uniformément intense.

5.2.1 Intensité de la raie chromosphérique

L'intensité de la raie chromosphérique définit directement le flux incident en un point quelconque de la couronne et donc la quantité de photons susceptible dêtre diffusée. Dans le cas où la chromosphère est uniforme, son intensité peut être sortie de l'intégrale de l'équation 5.1 sur l'angle solide Ω, et l'intensité de la composante de diffusion résonante est alors simplement proportionnelle à l'intensité de la chromosphère. Comme nous l'avons vu au paragraphe 4.4, ce cas simple s'applique au calcul de la diffusion résonante de la raie Lyman α chromosphérique par l'hydrogène neutre coronal, car la chromosphère est effectivement à peu près uniformément intense à 120.6 nm. En revanche, comme la chromosphère est fortement non uniforme à 30.4 nm, cette simplification ne peut pas être effectuée dans le calcul de la diffusion résonante du flux chromosphérique par les ions He^+ présents dans la couronne. C'est pourquoi l'intégrale sur l'angle solide Ω doit être évaluée numériquement en utilisant un modèle de la surface chromosphérique reproduisant ses variations d'intensité : les planisphères décrits au paragraphe 4.4. Afin d'isoler les effets des variations d'intensité de la chromosphère sur l'intensité prédite de ceux des autres paramètres, nous utilisons ces planisphères pour calculer le flux chromosphérique total incident en un point quelconque de la couronne :

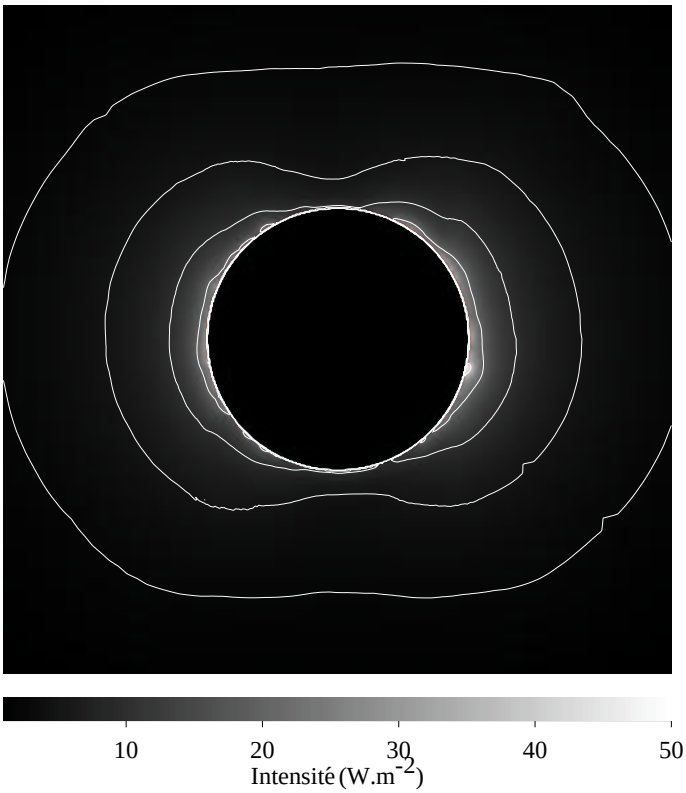

Fig. 5.3 – *Flux chromosphérique total incident calculé avec le planisphère de la figure 4.8 aux points de la couronne situés dans un plan incluant l'axe des pôles et la verticale de la région active située à l'Ouest du méridien central. L'effet des trous coronaux est nettement visible comme une diminution du flux d'un facteur 2 environ au-dessus des pôles.*

$$\Phi = \int_{\Omega} I_C \mathrm{d}\omega \tag{5.2}$$

La figure 5.3 illustre le résultat obtenu avec le planisphère de la figure 4.8 pour un plan de la couronne incluant l'axe des pôles et la verticale de la région active située à l'Ouest du méridien central. L'image complète est montrée sur le panneau de gauche avec des courbes de niveau séparées de 10 W.m^{-2}.str^{-1}. Sur la figure 5.2.1, les courbes en trait plein correspondent à des coupes radiales équatoriales et les courbes en trait pointillé correspondent à des coupes radiales polaires. A titre de comparaison, les $\times$ correspondent au flux total calculé dans le cas d'une chromosphère ayant une intensité uniforme de 7 W.m^{-2}.str^{-1}, soit $14\pi(1-(1-(R_\odot/r)^2)^{1/2})$W.m^{-2}. Le flux total ne reproduit pas toutes les variations d'intensité de la chromosphère car l'intégration sur l'angle solide a tendance à les moyenner. Seules les structures de grande surface et/ou nettement plus intenses que la moyenne comme les trous coronaux et les régions actives ont un effet notable. L'intensité moyenne de la raie chromosphérique dans les région de Soleil calme étant d'environ 7 W.m^{-2}.str^{-1}, le flux chromosphérique total près du limbe à la verticale des ces régions est de l'ordre de $7 \times 2\pi \approx 43$ W.m^{-2}. Au-dessus des pôles, les trous coronaux sont environ deux fois moins intenses que les régions de Soleil calme, le flux total ne s'élève qu'à $3 \times 2\pi \approx 20$ W.m^{-2}. La présence de la région active se traduit par une augmentation locale flux à sa verticale à droite du disque. Toutefois, cet effet est moins net que celui des trous coronaux polaires car du fait de sa surface réduite, le flux de la région active devient rapidement noyé dans le flux moyen.

Nous voyons donc que considérer la chromosphère uniformément intense introduit une erreur allant jusqu'à un facteur 2 sur la prédiction de l'intensité de la composante de diffusion résonante,

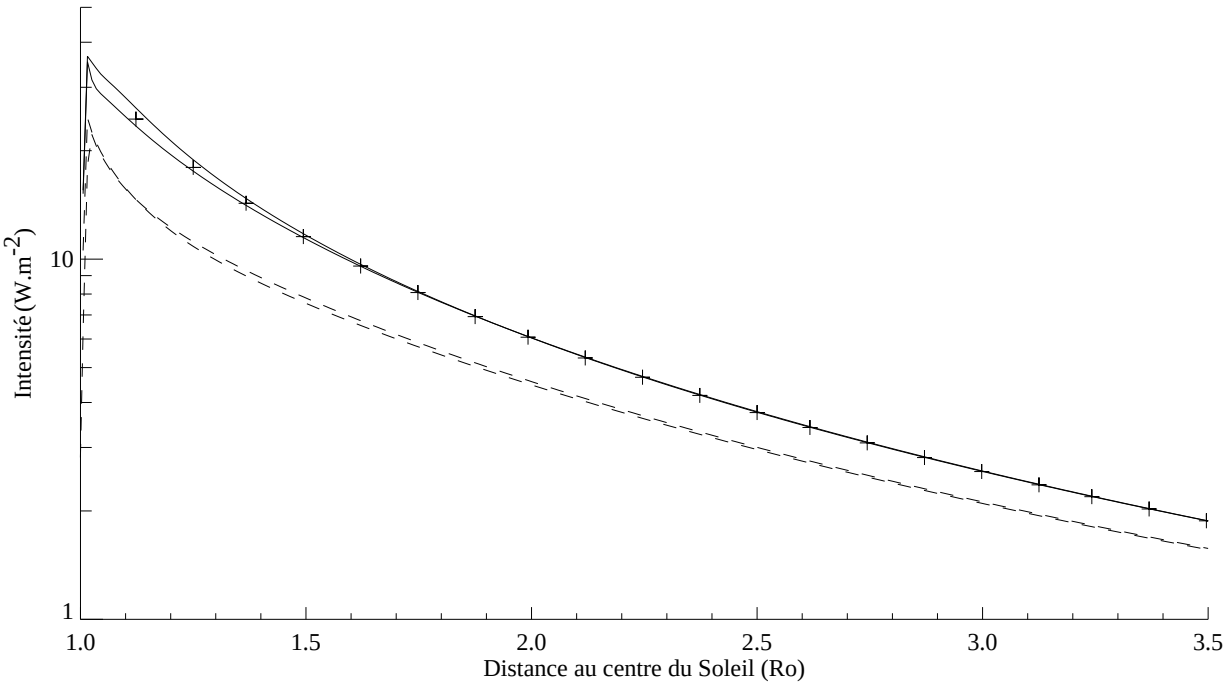

FIG. 5.4 – *Coupes radiales correspondant à la figure 5.3. Les courbes en trait plein sont des coupes équatoriales et les courbes en trait pointillé sont des coupes polaires. Les × représentent le flux calculé avec une chromosphère uniforme.*

erreur qu'il convient d'ajouter à celle déjà liée à la détermination de la valeur absolue de l'intensité de la chromosphère. En prenant en compte les variations spatiales de l'intensité de la raie chromosphérique, nous supprimons ce facteur 2 et l'erreur faite n'est plus due qu'à l'étalonnage absolu de EIT, qui est l'instrument utilisé pour modéliser l'intensité de la chromosphère avec les planisphères décrits au paragraphe 4.4. K. Dere donne une erreur d'étalonnage de 75% pour la bande passante à 30.4 nm de EIT. Ce chiffre semble largement pessimiste compte tenu du fait que les intensités de la chromosphère mesurées avec EIT sont en très bon accord avec celles obtenues par d'autres instruments, dont des spectroscopes. Ces comparaisons montrent que l'incertitude sur la calibration absolue de EIT, et donc sur l'intensité prédite, est en fait de l'ordre de 15%. Remarquons de plus que si nous considérons non pas à l'intensité absolue de la composante de diffusion résonante, mais à son intensité par rapport à celle du disque, alors l'étalonnage de l'instrument ne rentre pas en ligne de compte et nous pouvons considérer que l'erreur faite est pratiquement nulle.

5.2.2 Facteur de profil : largeur des raies et vitesse du plasma

Dans l'équation 2.31 intervient la grandeur $D(\sigma_C,\sigma_T,w_{\|})$ qui est l'intégrale du produit des profils des raies chromosphérique et coronale. Pour la commodité de l'étude, nous multiplions $D(\sigma_C,\sigma_T,w_{\|})$ par le rayon de Bohr a_0 pour obtenir la grandeur sans dimension :

$$P(\sigma_C,T_{\mathrm{He}^+},w_\parallel) = a_0 A \frac{\sqrt{\pi}}{p} e^{\frac{q^2}{4p^2}} \qquad \text{avec} \quad \begin{cases} A = \dfrac{\nu_0}{\sigma_C \sigma_T \pi} e^{-\left(\frac{w_\parallel}{\sigma_T}\right)^2} \\ p^2 = \left(\dfrac{1}{\sigma_C}\right)^2 + \left(\dfrac{\nu_0}{\sigma_T}\right)^2 \\ q = \dfrac{2\nu_0 w_\parallel}{\sigma_T^2} \\ \sigma_T = \sqrt{\dfrac{2k_B T_{\mathrm{He}^+}}{m_{\mathrm{He}^+}}} \end{cases} \tag{5.3}$$

appelée facteur de profil. Les notations sont celles définies dans le chapitre 2. $P(\sigma_C,T_{\mathrm{He}^+},w_\parallel)$ est une fonction compliquée de la largeur de la raie chromosphérique, de la température des ions He^+ et de la composante de la vitesse d'ensemble du plasma parallèle à la radiation incidente. Ces trois variables n'étant pas indépendantes, il est impossible d'étudier l'influence de l'une sans prendre en compte en même temps l'influence des autres. Pour faciliter la compréhension de l'influence des différents paramètres, nous séparerons notre analyse en deux parties. Premièrement, nous verrons la dépendance du facteur de profil en fonction des trois variables, puis en fixant la largeur de la raie chromosphérique à sa valeur la plus probable, nous verrons l'influence de la vitesse pour différentes températures.

Afin de visualiser le facteur profil en fonction de ses trois variables, nous avons représenté sur la figure 5.5 les surfaces $P(\sigma_C,T_{\mathrm{He}^+},w_\parallel)$ à $w_\parallel$ fixé, pour $\mathrm{w}_\parallel = 0$, 50, 80, 100, 200 et 300 km.s^{-1}. Noter que la vitesse intervenant toujours au carré dans l'expression du facteur de profil, toutes les remarques faites sont valables pour des valeurs négatives de la vitesse, c'est à dire dirigées vers la surface, bien que cette configuration soit peu probable. Les intervalles de largeur et de températures couvrent l'ensemble des valeurs que l'on peut raisonnablement rencontrer dans la couronne en période de Soleil calme, soit de 5 à 15 pm pour la largeur de la raie chromosphérique (voir le paragraphes 4.2) et de 0.5 à 3 MK pour la température des ions He^+ (assimilée à la température électronique, voir le paragraphe 4.7). Les variations du facteur de profil sont régies par l'importance du chevauchement des raies chromosphérique et coronale. Plus le chevauchement est important, plus le facteur de profil est grand, et inversement. Le facteur de profil décroît globalement avec la vitesse. En effet, nous avons vu au paragraphe 4.5 qu'une vitesse de 100 km.s^{-1} décale les deux profils par effet Doppler d'environ une largeur de raie chromosphérique. Le coeur de la raie chromosphérique n'est alors plus absorbé par le coeur de la raie coronale mais par son aile rouge (dans le cas d'un éloignement) et le processus est moins efficace. Les surfaces sont toutes globalement symétriques par rapport à une diagonale allant des grandes largeurs et basses températures aux petites largeurs et hautes températures. Ceci est du au fait que les deux raies ont un rôle symétrique : le cas d'une raie chromosphérique large excitant une raie coronale étroite est équivalent au cas d'une raie chromosphérique étroite excitant une raie coronale large. A vitesse non nulle, les facteurs A et q brisent cette symétrie en introduisant une dépendance en σ_T seulement (voir les équations 5.3). La caractéristique principale est que plus la vitesse augmente et moins le facteur de profil est grand. A vitesse nulle, les deux raies sont centrées sur la même longueur d'onde. Le facteur de profil est d'autant

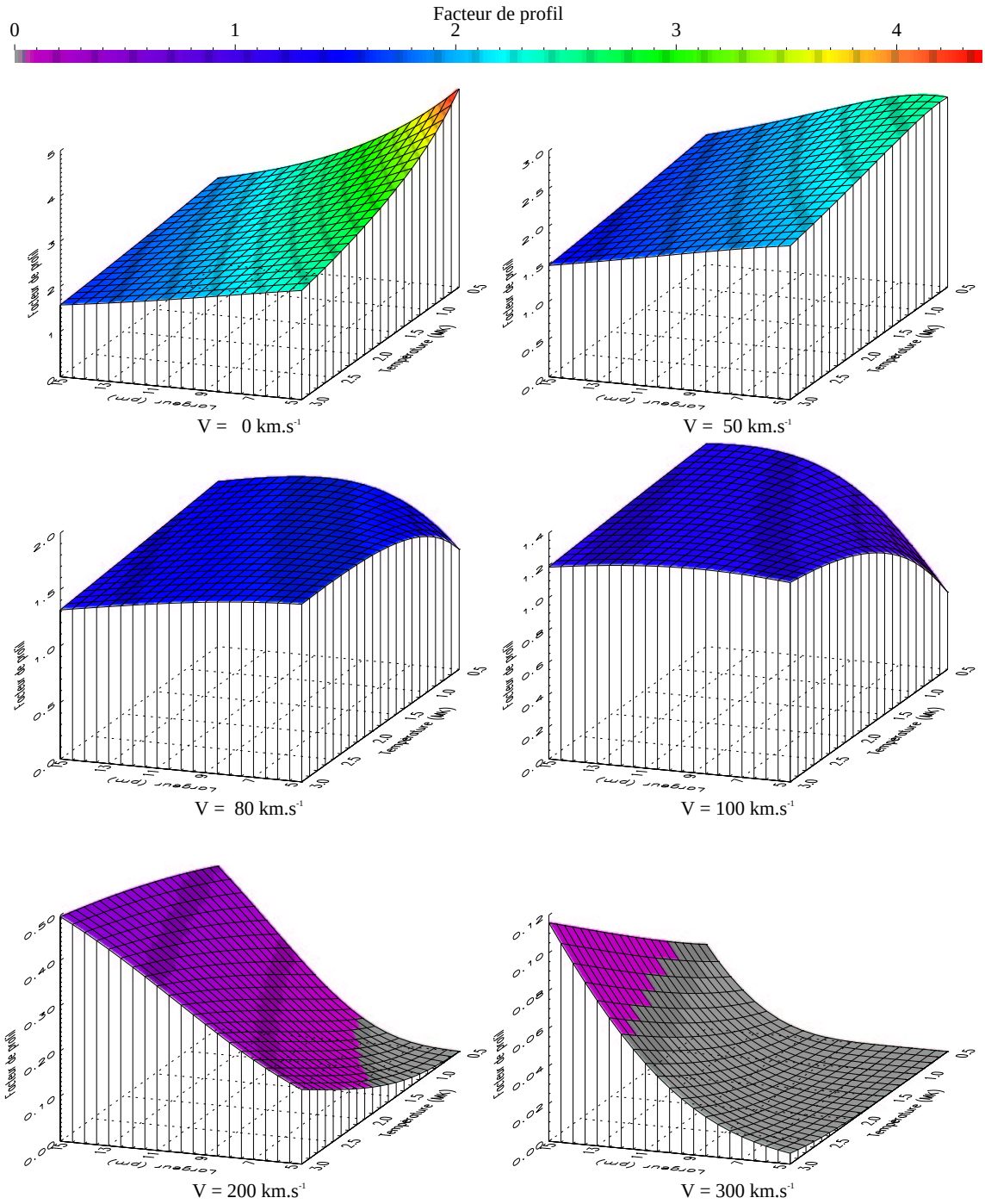

FIG. 5.5 – *Evolution du facteur de profil en fonction de la température des ions He^+ et de la largeur de la raie chromosphérique, pour six valeurs de la composante de la vitesse parallèle à la radiation incidente. A vitesse faible, la diffusion résonante est d'autant plus efficace que la température et la largeur sont faibles, mais l'effet s'inverse à haute vitesse (voir le paragraphe 5.2.2).*

plus grand que la raie chromosphérique et la température des ions He^+ sont faibles. En effet, d'une part, pour un flux chromosphérique donné, plus la raie chromosphérique est étroite, et plus une large fraction du flux sera absorbé par le cœur de la raie coronale, et d'autre part, pour une largeur donnée de la raie chromosphérique, plus la raie coronale est large et plus elle peut absorber un grande fraction du flux chromosphérique. Cette configuration est toujours valable à 50 km.s^{-1}, mais à 80 km.s^{-1}, le même comportement est modifié par une chute brutale dans la zone des petites largeurs et faibles températures. En effet, si les largeurs de raie sont faibles, une petite vitesse suffit à ce que les raies ne se chevauchent plus suffisamment pour donner une absorption conséquente. A vitesse encore plus élevée, la tendance est complètement inversée, le facteur de profil est le plus grand pour des grandes largeurs et de hautes températures. Ceci est dû au fait que lorsque le décalage entre les deux raies est important, seules des raies très larges peuvent se chevaucher.

Possibilité d'excitation par la raie du Si^{10+}

Pour terminer l'étude de l'influence de la vitesse d'ensemble des ions He^+ coronaux sur l'efficacité du processus de diffusion résonante, il convient d'examiner la possibilité que les ions He^+ présents dans la couronne soient excités non pas par la raie de l'He^+ à 30.378 nm, mais par la raie voisine du Si^{10+} à 30.332 nm. En effet, si la vitesse d'ensemble des ions He^+ coronaux est grande, il est possible que le décalage Doppler de la raie d'absorption coronale soit suffisant pour que sa longueur d'onde devienne comparable à celle de la raie à 30.332 nm du Si^{10+}. La

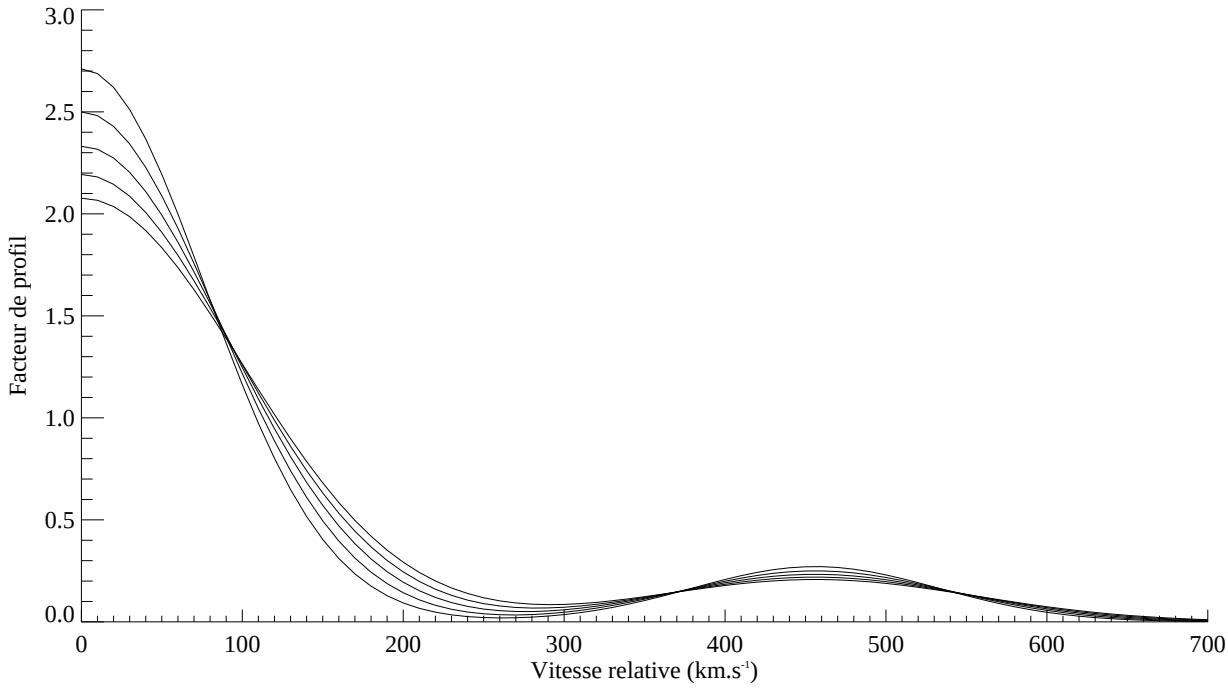

Fig. 5.6 – *Facteur de profil en fonction de la vitesse relative des ions He^+ par rapport à la surface de la chromosphère et en fonction de la température. La largeur de la raie chromosphérique est fixée à 10 pm. Noter l'augmentation du facteur de profil vers 450* km.s^{-1} *à cause du pompage des ions He^+ par la raie du Si^{10+}.*

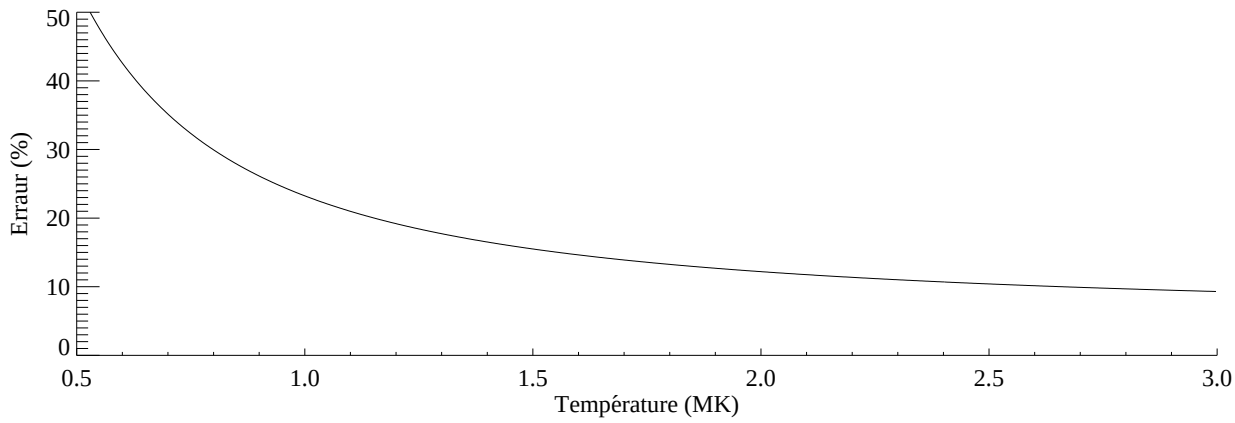

FIG. 5.7 – *Erreur relative totale faite sur détermination de la fraction d'ionisation d'He$^+$ en fonction de la température. A basse température, l'erreur peut atteindre 50%, mais est de l'ordre de 15% au-dessus de 1 MK.*

différence de longueur d'onde $\Delta\lambda$ entre les deux raies étant de 0.046 nm, il faut une vitesse $v = \nu_0 \Delta\lambda \approx 450\text{km.s}^{-1}$ pour amener la raie du Si^{10+} en face de celle de l'He$^+$. Cette vitesse est importante et n'est raisonnablement susceptible de survenir aux altitudes observées par EIT que lors de CME (abréviation du terme anglais Coronal Mass Ejection, ou Ejection de Masse Coronale). Afin de calculer l'effet possible du pompage des ions He$^+$ coronaux par la raie du Si^{10+}, nous devons connaître l'intensité de la raie du Si^{10+} par rapport à celle de la raie chromosphérique de l'He$^+$. Nous avons mentionné dans le chapitre précédent (voir la section 4.4 et les références citées) que dans les régions de Soleil calme, la raie du Si^{10+} est environ dix fois plus faible que la raie chromosphérique de l'He$^+$. Nous pouvons alors modifier l'expression des facteurs A et q dans les équations 5.3 pour obtenir le facteur de profil correspondant à deux gaussiennes :

$$\begin{aligned} A &= \frac{\nu_0}{\sigma_C \sigma_T \pi} e^{-\left(\frac{w_\parallel + \Delta\lambda}{\sigma_T}\right)^2} \\ q &= \frac{2\nu_0 (w_\parallel + \Delta\lambda)}{\sigma_T^2} \end{aligned} \tag{5.4}$$

où $\Delta\lambda$ est le décalage Doper induit par la vitesse des ions He$^+$. La figure 5.6 montre le facteur de profil ainsi obtenu en fonction de la vitesse relative des ions He$^+$ par rapport à la chromosphère pour des températures de 0.5 MKM, 1 MK, 1.5 MK, 2 MK et 2.5 MK. Le pompage des ions He$^+$ par la raie du Si^{10+} se produit vers 450km.s^{-1}, mais comme cette raie est faible relativement à celle de l'He$^+$, l'effet n'est pas très important. Comme des vitesses de 450km.s^{-1} ne sont en pratique jamais atteintes dans les régions de la couronne couvertes par le champ de vue de EIT, nous négligerons tout le temps par la suite pompage des ions He$^+$ par la raie du Si^{10+}.

5.3 Conclusions

Nous venons de voir dans la section 5.2.1 que la prise en compte de la non-uniformité de la chromosphère nous permettait de calculer avec une erreur pratiquement nulle l'illumination de la couronne par la chromosphère. L'analyse du facteur de profil faite dans les sections 5.2.2 et 5.2.2 montre que compte tenu des incertitudes sur les paramètres empiriques du modèle, le processus de diffusion résonante peut être évalué à 20% près. La source d'erreur majeure dans le calcul de l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ provient de l'incertitude sur la détermination de la densité d'ions He^+. Si l'on accepte l'hypothèse de l'équilibre d'ionisation coronal, les paramètres atomiques étant connus à quelques pourcents près, l'erreur faite sur la fraction d'ionisation ne dépasse pas 5%. Nous avons vu de même au paragraphe 4.6 que l'erreur sur la densité électronique est de l'ordre de 5%. L'incertitude principale provient de la forte dépendance de la fraction d'ionisation avec la température combinée avec l'incertitude élevée sur cette dernière, évaluée à 0.1 MK au paragraphe 4.7. La figure 5.7 montre l'incertitude relative totale sur la faction d'ionisation en fonction de la température. Aux basses températures l'indétermination peut atteindre 50%, mais est comprise entre 20% et 10% au-dessus de 1 MK. En conclusion, en cumulant toutes les sources d'incertitude possibles, nous arrivons à une erreur de 100% environ, soit un facteur 2. Cette valeur définit l'amplitude à partir de laquelle une différence entre le modèle et les observations de EIT pourra être considérée comme significative.

Quatrième partie

Résultats

— 1 —

Comparaison entre les observations de EIT et les prédictions du modèle

La deuxième partie de ce mémoire a été consacrée à la description de la mesure de l'intensité de la raie de résonance à 30.378 nm de l'He^+ dans la couronne à l'aide des images obtenues par EIT dans sa bande passante à 30.4 nm. Puis nous avons présenté dans la deuxième partie un modèle prédictif de l'intensité de cette raie devant aider à interpréter les observations de EIT. Dans cette quatrième et dernière partie, nous allons procéder à la comparaison entre les observations de la raie de l'He^+ et les prédictions du modèle. Nous verrons que le modèle et les observations sont en bon accord général mais que dans les régions polaires, l'intensité observée semble systématiquement plus élevée que ce qui est prédit. Nous analyserons alors les différentes interprétations possibles de cet écart, et nous verrons quelles pourraient en être les implications pour la compréhension de la physique de l'hélium dans la couronne et dans le vent solaire. Dans le chapitre 2, nous résumerons les résultats de nos travaux et finalement, nous décrirons dans le chapitre 3 quels moyens observationnels présents et à venir permettraient d'améliorer les observations de la raie de résonance de l'He^+ effectuées avec EIT.

1.1 Comparaison entre les observations et les prédictions

La figure 1.1 permet de comparer les observations de la raie de résonance de l'He^+ (colonne de gauche) avec les intensités calculées correspondantes (colonne de droite). Comme nous avons montré que les résultats obtenus par la méthode d'analyse par DEM et par la méthode de soustraction sont pratiquement identiques (voir la section 4.3), nous ne reprenons dans la colonne de gauche que les trois images des figures 4.5 et 4.6 obtenues par la méthode de soustraction. L'image du haut a été obtenue à partir de données du 30 mai 1996, l'image du milieu est une moyenne sur une rotation solaire entre le 20 janvier et le 17 février 1996, et l'image du bas est une moyenne sur une rotation solaire entre le 30 mai 1996 et le 26 juin 1996. Les intensités moyennes modélisées (colonne de droite) sont obtenues de façon rigoureusement similaire aux intensités moyennes observées (colonne de gauche). Nous avons calculé indépendamment une image par jour pendant une rotation solaire en utilisant pour chaque jour les grandeurs physiques correspondantes déterminées par les méthodes décrites au cours du chapitre 4, puis nous en avons effectué la moyenne arithmétique. Les images simulées ont été calculées pour une vitesse nulle des ions He^+. Notre modèle est conçu pour calculer l'intensité de la raie de l'He^+ dans la couronne, mais pas sur le disque. Afin de faciliter la comparaison visuelle entre les observations de EIT et les images modélisées, nous avons reporté le disque chromosphérique des images de la colonne de gauche (observations) dans les images de la colonne de droite (modèle). Le disque

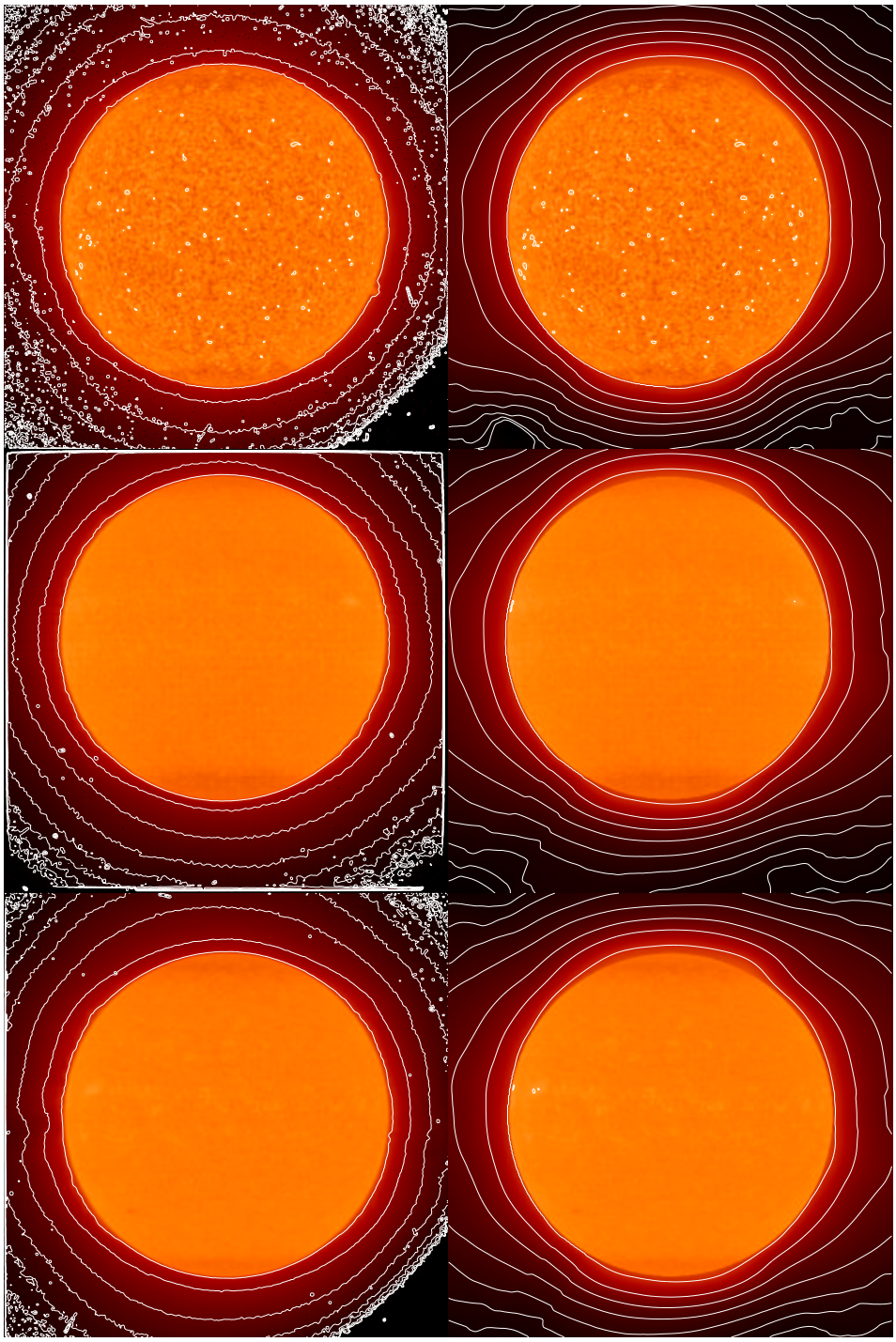

Fig. 1.1 – *Comparaison entre les cartes d'intensité de la raie de résonance de l'He$^+$ obtenues à partir des observations de EIT à 30.4 nm (colonne de gauche) et les prédictions du modèle correspondantes (colonne de droite). En haut : données obtenues le 30 mai 1996, au milieu : moyenne sur une rotation solaire entre le 20 janvier et le 17 février 1996, en bas : moyenne sur une rotation solaire entre le 30 mai et le 26 juin 1996.*

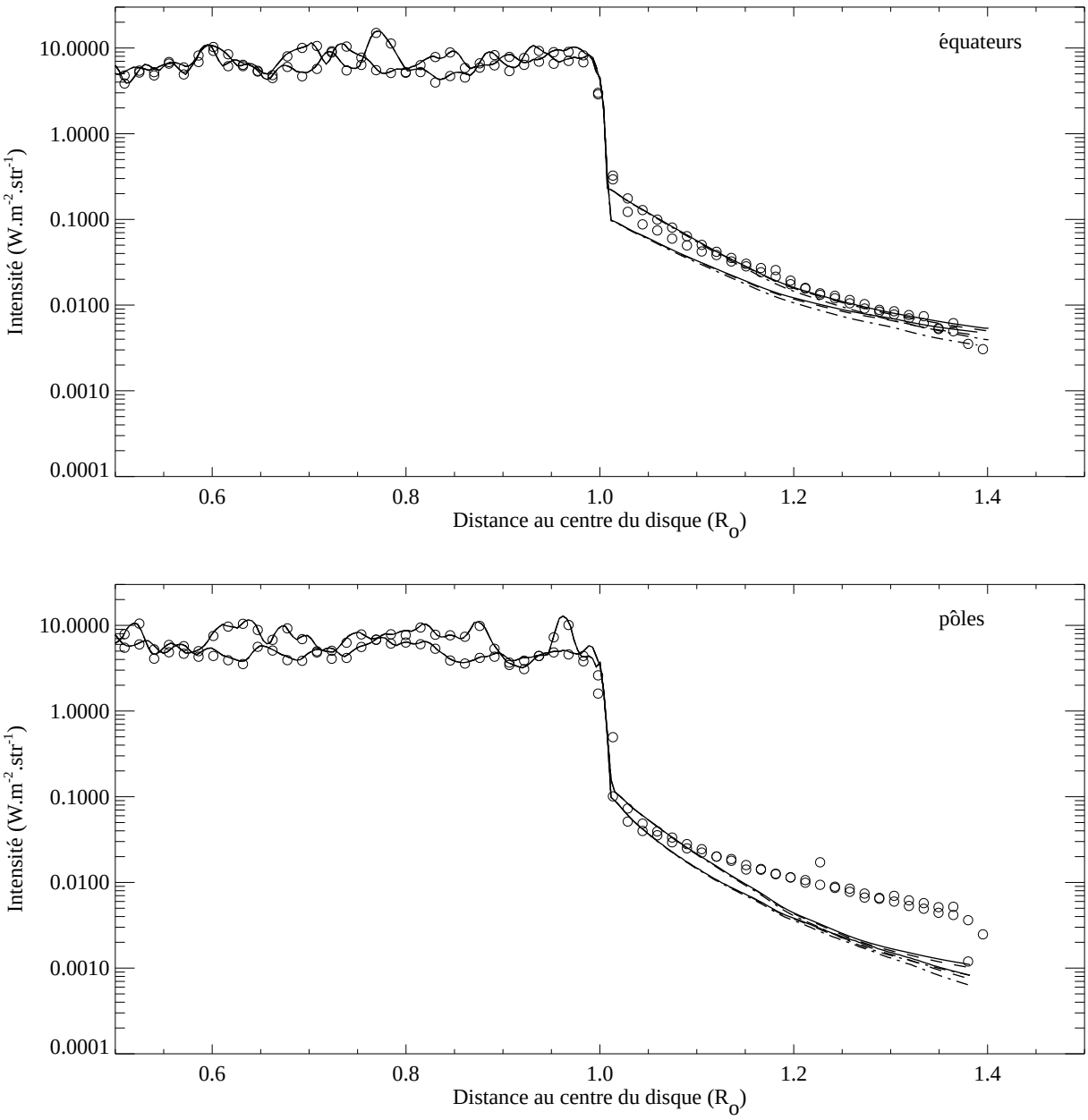

FIG. 1.2 – *Coupes radiales d'intensité correspondant aux images de la figure 1.1 pour le 30 mai 1996. Les ∘ correspondent aux intensité observées, et les courbes en trait plein, pointillé court et pointillé long correspondent aux prédictions du modèle pour trois profils de vitesse amenant les ions* He^+ *respectivement à 0* km.s^{-1}*, 100* km.s^{-1} *et 300* km.s^{-1} *à 2* $R_\odot$.

chromosphérique est donc identique pour chaque couple d'images des colonnes de gauche et de droite. Notre analyse ne portera bien entendu que sur l'intensité observée dans la couronne au-dessus du limbe. Dans le cas des observations comme des modélisations, les isophotes sont séparés d'un facteur 0.7 en intensité.

Comme nous l'avons déjà remarqué dans la section 4.4, les isophotes des images de la colonne de gauche sont à peu près circulaires. L'absence de structures est dû à la faible activité solaire à

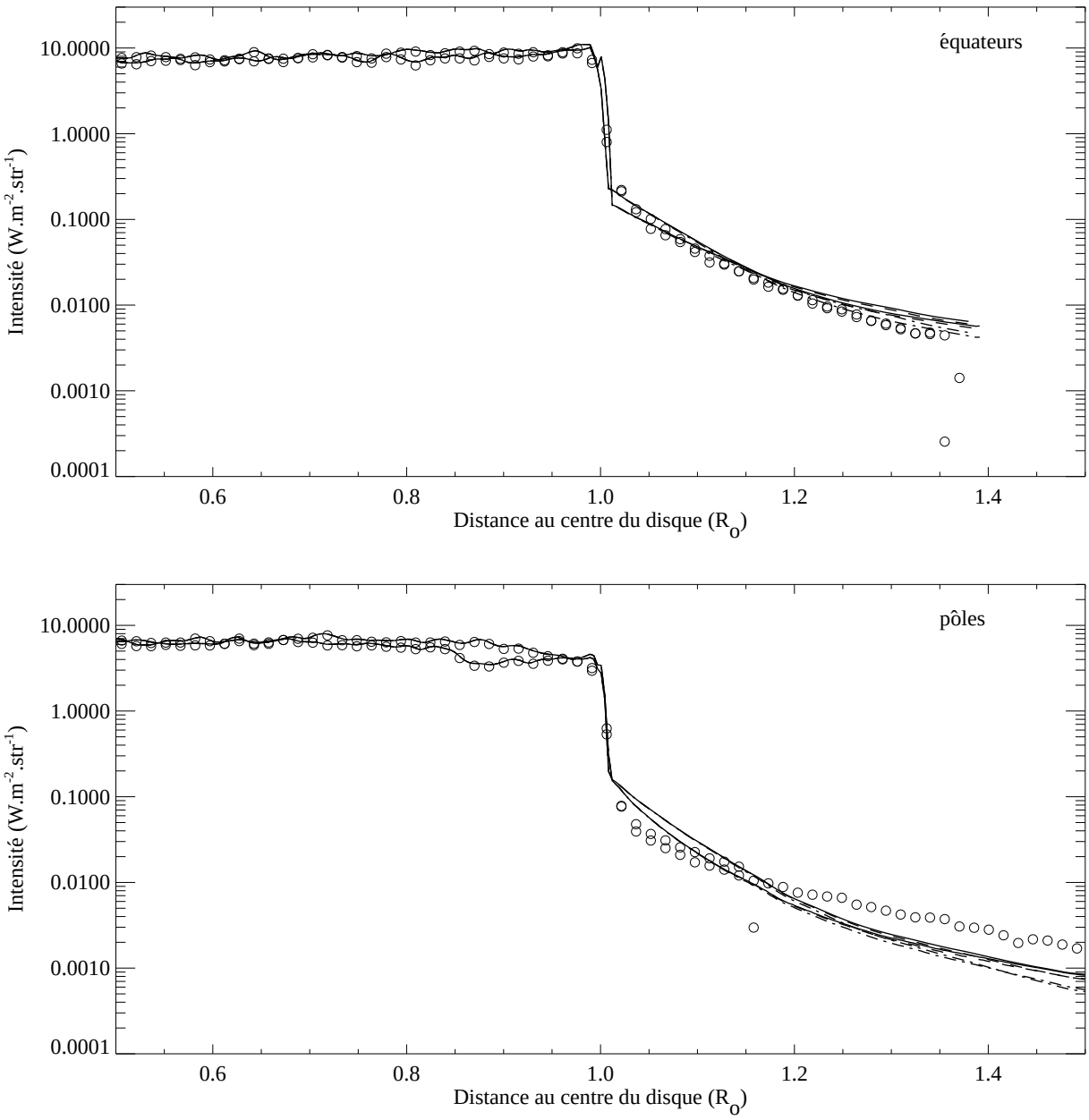

Fig. 1.3 – *Identique à la figure 1.2 pour des données moyennées sur une rotation solaire en du 20 janvier 1996 au 16 février 1996.*

cette date proche du minimum et se retrouve dans les images simulées. Les isophotes des images simulées sont systématiquement ovalisés dans le sens Est/Ouest car leur aspect est dominé par le comportement de la densité électronique (comparer par exemple avec la figure 4.10). On remarque que dans les régions équatoriales, la séparation des isophotes est semblable dans les images observées et simulées, mais que dans les régions polaires, les isophotes des images simulées sont plus resserrées. Ceci montre que les gradients d'intensité observés dans les trous coronaux polaires sont plus faibles que les gradients calculés. Les trois figures 1.2, 1.3 et 1.4 montrent les coupes radiales équatoriales et polaires correspondant à chacun des trois couples

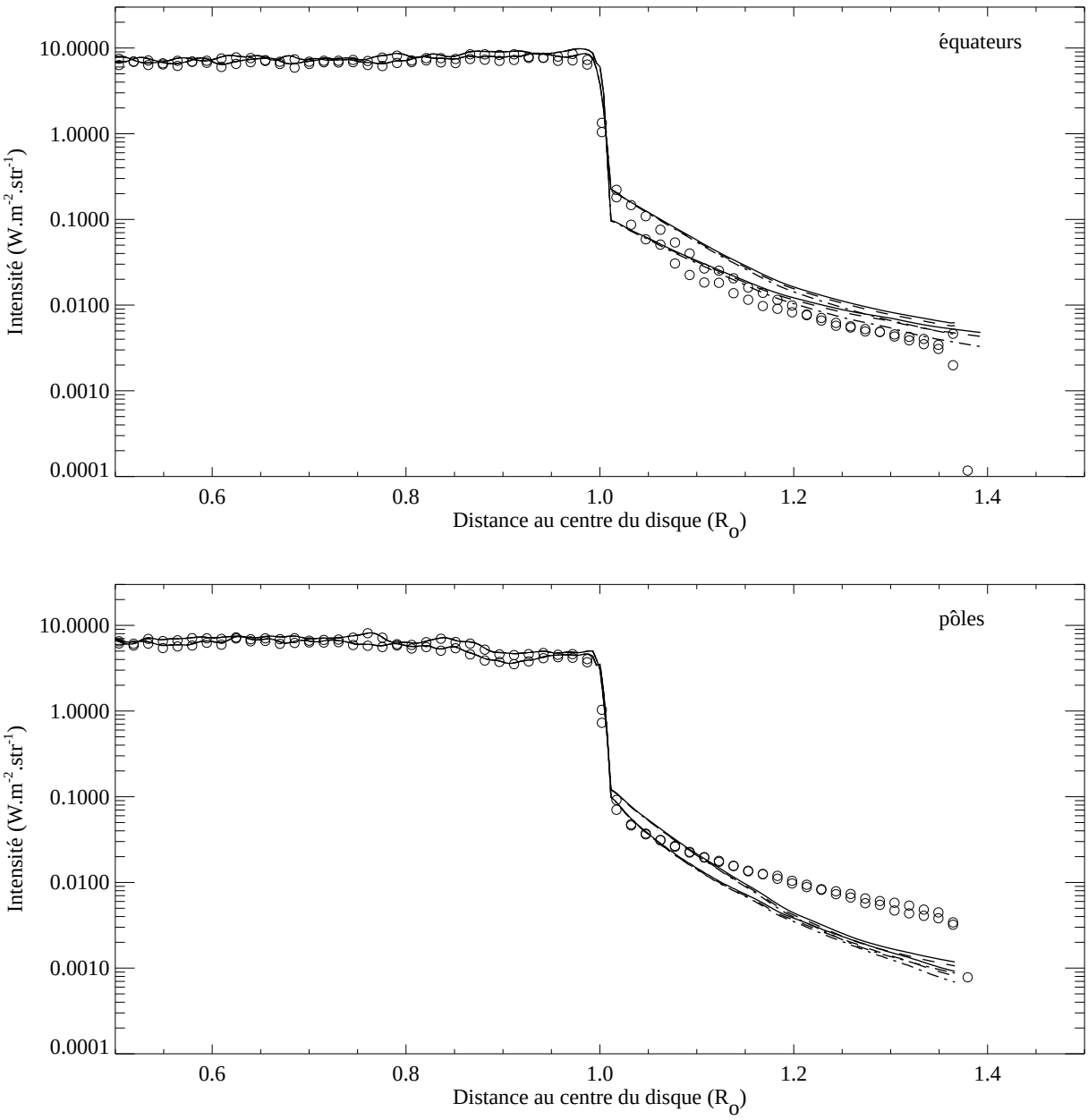

FIG. 1.4 – *Identique à la figure 1.2 pour des données moyennées sur une rotation solaire du 30 mai 1996 au 26 juin 1996.*

observations/modèle de la figure 1.1. A chaque fois, le panneau du haut montre les coupes équatoriales et le panneau du bas les coupes polaires. Les ∘ correspondent aux observations de EIT. Nous reportons à chaque fois trois profils d'intensité calculés correspondant à trois profils de vitesse différents des ions He^+ (voir le paragraphe 4.5) caractérisés par la vitesse à 2 $R_\odot$. Les courbes en trait plein correspondent à une vitesse de 0 km.s^{-1} à 2 $R_\odot$, les courbes en trait pointillé court à une vitesse de 100 km.s^{-1} et les courbes en trait pointillé long à 300 km.s^{-1}.

Dans le cas des coupes équatoriales, les intensités mesurées et calculées sont en accord à un facteur 2 près environ, quel que soit le profil de vitesse. Le facteur 2 correspond à l'estimation

d'erreur que nous avions faite dans le chapitre 5. A ces altitudes au-dessus du limbe, les vitesses sont trop faibles pour provoquer une atténuation Doppler vraiment sensible. Il semble toutefois que les pentes observées s'ajustent légèrement mieux avec les intensités calculées pour le profil de vitesses correspondant à 300 km.s^{-1} à 2 R$_\odot$. L'examen des coupes polaires révèle une différence systématique entre les intensités observées et les intensité calculées. Les deux sont en accord près du limbe jusquà 1.1 R$_\odot$, mais au-dessus, la pente des intensités calculées est plus forte que celle des intensités observées. L'écart entre les intensités mesurées et calculées augmente avec la distance au limbe pour atteindre un facteur 5 environ à 1.5 R$_\odot$ (voir la figure 1.3). Le fait que cet effet se retrouve dans les trois cas et en particulier dans les moyennes indique qu'il n'est pas dû à une mauvaise évaluation locale d'un des paramètres du modèle (température, densité électronique, etc...), mais est probablement la signature d'un effet systématique. Remarquons qu'il est possible que le bon ajustement global entre les observations et les prédictions dans les régions équatoriales soit un coïncidence. En effet, il se peut que des modifications futures de l'étalonnage de EIT modifient les intensités observées. Mais, et nous y reviendrons dans les sections suivantes, si une modification de l'étalonnage peut modifier globalement les valeurs absolues des intensités observées, il est en revanche peu probable que les gradients d'intensité soient modifiés. En restreignant l'analyse comparative aux gradients d'intensité, les commentaires que nous venons de faire resteraient ainsi a priori valables dans le cas d'une modification de l'étalonnage de EIT.

1.2 Interprétation

Nous constatons donc que l'intensité modélisée reproduit correctement les observations dans les régions équatoriales mais que dans les régions polaires, elle est systématiquement trop faible. En particulier, la décroissance de l'intensité modélisée au-dessus des pôles est bien plus rapide que ce qui est observé. Cette différence entre le modèle et les observations peut avoir trois types d'origines. Premièrement, il se peut que l'étalonnage des images soit mauvais dans les régions polaires, par exemple à cause d'une sous-estimation du niveau de lumière diffusée. Deuxièmement, il se peut que l'intensité prédite soit trop faible parce que le modèle ne prend pas en compte un ou plusieurs mécanismes de formation de la raie, lesquels pourraient être similaires à ceux intervenant dans la formation du spectre chromosphérique anormal de l'hélium. Finalement, il se peut que le modèle utilisé soit correct dans son expression théorique, c'est à dire que tous les mécanismes majeurs de formation de la raie soient pris en compte, mais que l'un des paramètres empiriques nécessaires à son application numérique soit incorrectement déterminé. Nous allons maintenant examiner en détail chacune de ces trois possibilités.

1.2.1 Erreurs d'étalonnage

La première explication possible pour expliquer les différences constatées au-dessus des pôles entre le modèle et les observations est un défaut d'étalonnage des images. Remarquons tout d'abord que comme le modèle et les observations sont en accord dans les régions équatoriales, si une erreur d'étalonnage est responsable des écarts observés au-dessus des pôles, celle-ci ne doit être présente que dans les régions polaires. Trois corrections appliquées lors du traitement des données peuvent être incriminées : la correction des variations spatiales de réponse du détecteur,

la soustraction de la lumière diffusée instrumentale et la suppression de la contribution des raies autres que celle de l'He^+ dans le signal enregistré dans la bande passante à 30.4 nm. Nous avons fait attention à n'utiliser que des images prises à des dates pour lesquelles la dégradation globale du détecteur est faible. De plus, l'examen de la carte de réponse du détecteur présentée sur la figure 2.3 montre que la dégradation du CCD au-dessus du limbe est peu importante par rapport à la dégradation du disque et de ce fait, la correction pour les régions coronales n'excède pas quelques pourcents. Comme l'écart observé au-dessus des pôles atteint un facteur 5 environ, il est improbable qu'il puisse être expliqué uniquement par une mauvaise évaluation des variations spatiales de la réponse du détecteur dans les régions polaires. Il se peut aussi que le niveau de lumière diffusée instrumentale soit sous-estimé au-dessus des pôles, auquel cas l'écart entre les observations et le modèle serait un résidu de lumière diffusée instrumentale. Mais le passage de Mercure devant la couronne les 15 et 16 novembre 1999 a permis de mesurer directement le niveau de lumière diffusée instrumentale dans une large portion du champ de vue avec une bonne précision, et en particulier au-dessus du pôle Nord. De plus, l'intervalle de distances au centre du disque solaire couvert par ces mesures va de 1.1 $R_\odot$ à 1.6 $R_\odot$, ce qui garantit une bonne connaissance du gradient de lumière diffusée instrumentale. Ainsi, même en supposant que le niveau absolu de lumière diffusée mesuré lors du passage de Mercure est erroné, les gradients d'intensité dans les images corrigées devraient être corrects. Finalement, il est possible que l'évaluation de la contribution des différentes raies contaminant la bande passante à 30.4 nm soit fausse. Dans l'état actuel de notre connaissance de la réponse spectrale de EIT, nous ne pouvons pas prouver que les résultats fournis par les deux méthodes décrites dans le chapitre 4 sont corrects. Mais un faisceau d'indices tend à indiquer que ces deux méthodes sont cohérentes entre elles et donnent des résultats compatibles avec certaines observations spectroscopiques. Par exemple, les intensités des raies du Si^{10+} et du Fe^{14+} obtenues par la méthode d'analyse par DEM (voir la section 4.2) sont cohérentes avec les intensités mesurées à l'aide des spectrographes SERTS [3] et CDS [2]. L'écart constaté dans les régions polaires pourrait éventuellement être dû, comme nous l'avons discuté dans la section 4.1.3, à une mauvaise estimation de la contribution de la raie du Fe^{9+}. Mais l'amplitude de l'écart impliquerait que l'étalonnage du second ordre de la bande passante à 30.4 nm soit en erreur d'un facteur 10 environ, ce qui est peu probable. En conclusion, les corrections appliquées aux images utilisées pour notre étude correspondent à l'état actuel des connaissances de la réponse de l'instrument. L'analyse stricte de l'étalonnage pré-vol de EIT donne des barres d'erreur d'un facteur 2 ou plus [5]. Mais la comparaison entre les observations de EIT et celles d'autres instruments montre que ces barres d'erreur sont probablement très pessimistes, l'étalonnage étant en fait probablement correct à mieux que 50% près. Ainsi, même si nous ne pouvons pas définitivement écarter la possibilité d'une erreur d'étalonnage importante, les écarts d'intensité constatés dans les régions polaires entre les prédictions du modèle et les observations de EIT sont suffisamment grands pour qu'il soit très improbable qu'ils puissent être complètement expliqués de la sorte.

1.2.2 Pertinence du modèle

Pour expliquer les écarts observés, nous pouvons aussi supposer que le modèle est intrinsèquement incorrect pour les régions polaires. La première hypothèse dans ce sens est que le modèle ne prenne pas en compte certains processus de formation de la raie de résonance de l'He^+. En effet,

nous avons vu dans la section 1.1 qu'aucun modèle théorique n'est à l'heure actuelle capable de reproduire de façon satisfaisante le spectre chromosphérique de l'hélium. En particulier, l'intensité calculée des raies est systématiquement trop faible d'un facteur 5 environ par rapport aux observations. Ceci est classiquement interprété comme la signature de l'existence dans la chromosphère d'un ou plusieurs mécanismes de formation des raies de l'helium non pris en compte par les modèles. Dans notre cas, un désaccord entre le modèle et les prédictions n'étant constaté que dans les régions polaires, si de tels mécanismes sont présents dans la couronne, ceux-ci ne doivent avoir d'effet majeur sur l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ que dans les trous coronaux. En outre, au cours de la discussion de la section 1.2, plusieurs arguments nous ont amené à conclure qu'il est raisonnable de penser que les mécanismes anormaux à l'œuvre dans la chromosphère ne sont pas présents dans la couronne.

Une autre possibilité pour que le modèle soit incorrect dans les régions polaires est que la fraction d'ionisation d'He^+ calculée ne corresponde pas aux conditions physiques régnant dans les trous coronaux. En effet, l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ est directement proportionnelle à la densité d'ions He^+ présents dans la couronne. Une fraction d'ionisation d'He^+ dans les trous coronaux plus grande que celle utilisée dans le modèle permettrait donc d'expliquer les intensités observées. La fraction d'ionisation d'He^+ est obtenue en supposant l'existence d'un équilibre d'ionisation dans la couronne et des fonctions de distribution des vitesses des électrons maxwelliennes. Il est possible que cet équilibre ne soit en fait pas atteint, par exemple si le temps d'ionisation des ions He^+ est suffisamment grand pour qu'ils puissent traverser des régions de températures différentes avant d'être ionisés. D'un autre côté, des modèles hors équilibre thermodynamique développés par E. H. Avrett semblent montrer que de tels effets influencent peu les fractions d'ionisation de l'hélium [1]. Dans l'hypothèse où l'équilibre d'ionisation existe, la fraction d'ionisation d'He^+ pourrait être modifiée si les fonctions de distribution des vitesses des électrons ne sont pas maxwelliennes. Dans l'état actuel des possibilités observationnelles, il ne nous est pas possible de tester directement si la fraction d'ionisation d'He^+ calculée avec la méthode décrite dans la section 2.2.1 est correcte ou non. Nous devons donc retenir la possibilité que la fraction d'ionisation d'He^+ soit anormalement élevée dans les trous coronaux comme interprétation possible des écarts constatés entre les observations et le modèle.

1.2.3 Erreurs de détermination des paramètres solaires

Finalement, la dernière possibilité pour expliquer la différence constatée dans les régions polaires entre l'intensité observée et prédite est qu'une ou plusieurs des grandeurs physiques nécessaires à l'application numérique du modèle soient mal déterminées. L'erreur faite sur l'intensité absolue de la raie chromosphérique ne peut pas être responsable des écarts observés. Augmenter l'intensité de la raie chromosphérique augmenterait le signal uniformément, mais ne modifierait pas les gradients et de plus, l'intensité dans les régions équatoriales serait augmentée elle-aussi. Le même argument s'applique aussi à la largeur de la raie chromosphérique. Comme nous avons vu dans la discussion de la section 5.5 que la largeur de la raie coronale affecte peu l'efficacité du processus de diffusion résonante, l'erreur faite sur ce paramètre ne peut pas non plus expliquer l'amplitude des écarts observés. La densité électronique que nous avons utilisée, obtenue à partir d'observations des coronographes MarkIII et LASCO/C2, est en bon accord avec les modèles classiques de C. W. Allen (voir la section 4.6). Ainsi, les faibles

gradients d'intensités observé au-dessus des pôles nécessiteraient que la densité électronique décroisse dans les trous coronaux polaires bien plus rapidement que ce qui est généralement admis. La température électronique peut avoir des effets importants sur la fraction d'ionisation d'He^+. En effet, comme le montre la figure 2.3, la fraction d'ionisation d'He^+ est très sensible à la température électronique dans l'intervalle des températures coronales, si bien qu'un petite erreur sur la température peut produire un erreur importante sur la fraction d'ionisation. Mais cependant, l'erreur faite sur la température électronique n'est a priori pas suffisante pour que la fraction d'ionisation d'He^+ puisse être assez grande pour expliquer les intensités observées. De plus, pour reproduire de la sorte les faibles gradients d'intensité au-dessus des pôles, il faudrait que la température électronique décroisse bien plus rapidement avec l'altitude que ce qui est mesuré par des méthodes spectroscopiques (voir par exemple [4]). L'atténuation Doppler ne peut pas expliquer non plus l'effet observé. Toute vitesse d'ensemble des ions He^+ non nulle provoque un décalage Doppler entre le raie chromosphérique excitatrice et la raie d'absorption coronale, et donc une diminution de l'intensité. La seule configuration permettant d'expliquer le gradient observé serait ainsi que la vitesse d'ensemble des ions He^+ diminue avec l'altitude, ce qui est impossible.

La seule grandeur physique dont l'incertitude associée soit suffisante pour pouvoir expliquer les écarts observés est l'abondance d'hélium. En effet, nous avons remarqué dans la discussion d'introduction et dans la section 4.1 que la connaissance de l'abondance d'hélium dans la couronne est très incertaine. Nous avons utilisé dans notre modèle la seule mesure de l'abondance d'hélium obtenue dans la couronne à ce jour. La valeur correspondante de 0.079 [6] est comparable à l'abondance photosphérique, mais plusieurs études théoriques ont souligné qu'elle pourrait être nettement plus élevée, de l'ordre de 20% ou plus (voir par exemple [7, 8]). De ce fait, nous ne pouvons pas écarter la possibilité que l'abondance d'hélium soit suffisamment élevée pour expliquer l'intensité observée dans les trous coronaux polaires.

1.3 Conclusion

En résumé, il semble que l'intensité anormale observée dans les trous coronaux polaires soit un effet signification compte tenu des incertitudes liées à l'étalonnage de l'instrument ainsi qu'aux paramètres atomiques et solaires. Dans le cadre de notre modèle, la discussion ci-dessus met en évidence deux possibilités principales pour expliquer l'écart constaté entre l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ observée et les prédictions du modèle. La première possibilité est que la fraction d'ionisation d'He^+ dans les trous coronaux utilisée dans le modèle soit sous-estimée. Ceci pourrait par exemple être dû à des phénomènes hors équilibre thermodynamique local où à des fonctions de distribution des vitesses des électrons non maxwelliennes. La deuxième possibilité est, comme le suggèrent certains modèles théoriques du vent solaire, que l'abondance d'hélium soit nettement plus élevée dans les trous coronaux que dans la photosphère. Enfin, il est aussi possible que ces deux effets soient combinés. Certaines des autres hypothèses avancées, comme par exemple un défaut d'étalonnage, ne peuvent pas non plus être totalement exclues, mais semblent moins probables compte tenu des incertitudes associées.

Bibliographie

[1] Avrett, E. H. 1999 *Combined effects of mass flows and particule diffusion on the ionization structure of the solar transition region*, in Eigth SOHO Workshop, "Plasmas Dynamics and Diagnostics in the Solar Transition Region and Corona", ESA SP-446: 141-144

[2] Brekke, P., Thompson, W. T., Woods, T. N. & Eparvier, F. G. 2000, *The Extreme-Ultraviolet Solar Irradiance Spectrum Observed with the Coronal Diagnostic Spectrometer (CDS) on SOHO*, Astrophys. Journ., 536(2): 959-970

[3] Brosius, J. W., Davila, J. M. & Thomas, R. J. 1996, *Measuring active and quiet-sun coronal plasma properties with extreme-ultraviolet spectra from SERTS*, Astroph. Journ. Suppl. Ser., 106: 143-164

[4] David, C., Gabriel, A. H., Bely-Dubau, F., Fludra, A., Lemaire, P., Wilhelm, K., *Measurement of the electron tempreature gradient in a solar coronal hole*, Astron. Atrsophys. Lett., 1998, 336: L90-L94

[5] Dere, K. P., Moses, J. D., Delaboudinière, J.-P., Brunaud, J., Carabetian, C., Hochedez, J.-F., Song, X. Y., Catura, R. C., Clette, F. & Defise, J.-M. 2000, *The Preflight Photometric Calibration of the Extreme-ultraviolet Imaging Telescope EIT*, Sol. Phys., 195: 13-44

[6] Gabriel, A. H., Culhane, J. L., Patchett, B. E., Breeveld, E. R., Lang, J. & Parkinson, J. H. 1994, *Measurement of the Solar Coronal Helium Abundance*, non publié

[7] Habbal, S. R. & Esser, R. 1994, *On the Derivation of Empirical Limits on the Helium Abundance in Coronal Holes below 1.5* $R_\odot$, Astrophys. Journ., 421: L49-L62

[8] Hansteen, V. H., Leer, E. & Holzer, T. E. 1997, *The Role of Helium in the Outer Solar Atmosphere*, Astrophys. Journ., 482: 498-509

— 2 —

Conclusions

Nous avons développé dans ce mémoire une étude cohérente de l'hélium coronal. En introduction, nous avons présenté quelques uns des problèmes physiques liés à l'hélium dans l'héliosphère et nous avons en particulier souligné que malgré l'importance potentielle de l'hélium dans la couronne solaire, peu d'observations y ont été consacrées. Or le télescope EIT, de par sa capacité à observer de la raie de résonance à 30.378 nm de l'ion He^+, offrait justement une possibilité pour contribuer à combler ce manque de données observationnelles. Nous avons ainsi consacré la deuxième partie de ce mémoire à la description du processus d'analyse de données permettant de mesurer l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ à partir des images enregistrées par EIT dans sa bande passante à 30.4 nm. Puis, afin d'interpréter ces observations, nous avons développé dans la troisième partie un modèle prédictif de l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ dans la couronne en nous inspirant des travaux existants pour la raie de résonance de l'hydrogène neutre. Finalement, nous avons comparé les observations de EIT et les prédictions de ce modèle.

Nous pouvons résumer les résultats de cette démarche de la façon suivante. Premièrement, nous avons obtenu des mesures de l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ dans la couronne solaire jusquà 1.6 $R_\odot$. Deuxièmement, notre modèle permet actuellement de calculer l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ et pourrait aisément être complété afin de calculer le profil de la raie en vue de l'exploitation de données spectroscopiques à venir (voir le chapitre suivant). De plus, la comparaison entre les observations et le modèle a peut-être mis en évidence une accumulation d'ions He^+ dans les trous coronaux polaires. Enfin, l'analyse des données de EIT nécessitait une détermination précise de plusieurs caractéristiques instrumentales, et nos efforts dans ce domaine ont abouti à des progrès significatifs de l'étalonnage de EIT. Ces derniers résultats sont un sous-produit de notre étude de l'hélium coronal, mais sont d'importance pour toute analyse quantitative des images fournies par EIT. Dans les deux sections suivantes, nous allons rappeler avec plus de détail les contributions essentielles de notre étude à la connaissance de l'hélium coronal et à la caractérisation de EIT.

2.1 Contributions à l'étude de l'hélium coronal

Dans la deuxième partie de ce mémoire, nous avons décrit les traitements appliqués aux images enregistrées par EIT dans sa bande passante à 30.4 nm afin d'obtenir une mesure de l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ dans la couronne. Dans la section 4.4, nous avons présenté les cartes d'intensité ainsi obtenues. Ces cartes sont à notre connaissance les premières observations de la raie de résonance de l'He^+ dans la couronne à grande distance du limbe depuis l'expérience CHASE. Il est clair que, en particulier à cause de son manque résolution spectrale,

EIT n'est pas l'instrument idéal pour ce type d'observations. Nous décrirons dans le chapitre suivant quelques unes des possibilités qui s'offriront à nous dans les années à venir pour obtenir des mesures de qualité accrue.

La troisième partie de notre étude a été consacrée au développement d'un modèle de l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ dans la couronne. Dans le chapitre 2, nous avons tout d'abord établi les expressions théoriques générales, en prenant en compte pour la composante de diffusion résonante les effets de la non uniformité de la surface de la chromosphère ainsi que l'atténuation Doppler et le pompage de la raie de l'He^+ par la raie voisine du Si^{10+}. Les expressions théoriques du processus de diffusion résonante sont très générales. Nous ne faisons pour l'instant que la supposition que la vitesse des ions He^+ est radiale et que leur fonction de distribution est maxwellienne et isotrope. Il serait aisé de modifier les codes utilisés de façon à prendre en compte des vitesses non radiales et des fonctions de distribution quelconques. Nous avons aussi exprimé le facteur de profil sous une forme analytique simple dans le cas où les raies émettrice et excitatrice sont toutes deux gaussinennes, ce qui permet d'étudier aisément l'influence des différents paramètres physiques sur l'efficacité du processus de diffusion résonante. L'application numérique de ces formules nécessite la connaissance de deux types de grandeurs physiques, d'une part des paramètres atomiques, et d'autre part des grandeurs caractéristiques des conditions physiques régnant dans l'atmosphère solaire, comme la température et la densité électronique. En ce qui concerne les paramètres atomiques, nous avons recherché les données expérimentales et théoriques les plus récentes, et nous avons obtenu pour certains de nouvelles paramétrisations analytiques (coefficients d'ionisation par collision, de photoionisation et de recombinaisons.). Les formules paramétriques choisies sont celles généralement adoptées, donc les coefficients de paramétrisation correspondants sont a priori utilisables dans les codes utilisant ces conventions. Un résultat intermédiaire de l'application numérique du modèle est le calcul de l'équilibre d'ionisation de l'hélium coronal. Nos résultats sont en bon accord avec ceux de M. Arnaud. Notre fraction d'ionisation d'He^+ est légèrement supérieure d'environ 10%. Pour la détermination des paramètres solaires, nous avons utilisé des résultats déjà existants à part pour la largeur de la raie chromosphérique de l'He^+ que nous avons remesurée en utilisant les observations du spectrographe SERTS. Nos résultats sont cohérents avec les valeurs précédemment publiées et confirment la légère anti-corrélation entre la largeur de la raie et son intensité. Nous avons développé ce modèle dans l'optique d'analyser les observations de EIT, c'est pourquoi il ne permet pour l'instant que de calculer l'intensité de la raie intégrée sur son profil. Mais il est a priori aisé de généraliser ce modèle afin de calculer le profil de la raie. Une telle extension serait particulièrement intéressante pour l'analyse d'observations spectroscopiques (voir le chapitre suivant).

Dans la dernière partie, nous avons comparé les intensités observées par EIT et celles calculées avec notre modèle. L'accord entre les deux est globalement bon, ce qui semble indiquer d'une part que les étalonnages appliqués aux images sont corrects, et d'autre part que le modèle est pertinent. L'accord est particulièrement bon dans les régions équatoriales, mais dans les régions polaires, les gradients d'intensité observés sont plus faibles que ce qui est prédit par notre modèle. Compte tenu des barres d'erreur attribuées aux intensités observées et calculées, il semble que cet effet soit significatif. Dans le cadre de notre modèle, il serait la signature d'une accumulation d'ions He^+ dans les trous coronaux polaires. Cependant, les seules observations de EIT ne permettent pas de déterminer de façon certaine quelle est la cause de cette intensité

anormale. En admettant que l'effet constaté est réel et non pas dû à un artefact instrumental que nous n'aurions pas corrigé, nous pouvons avancer deux tentatives d'explication. La première possibilité serait que la fraction d'ionisation d'He^+ soit plus élevée dans les trous coronaux polaires que ce qui est prédit par le modèle. Ceci pourrait être dû par exemple à la présence de fonctions de distribution non maxwelliennes. Si la fraction d'ionisation calculée est correcte, la deuxième possibilité serait alors une augmentation de l'abondance d'hélium dans les régions polaires. Remarquons que comme le modèle et les observations sont en accord dans les régions équatoriales, les intensités mesurées y sont compatibles avec une abondance de 8%, soit la valeur mesurée avec CHASE. L'augmentation de l'abondance d'hélium serait un effet présent dans les trous coronaux uniquement. Un tel effet est prédit par certains modèles théoriques du vent solaire. Les observations de EIT ne permettant pas une détermination directe de l'abondance d'hélium dans la couronne, nous pouvons proposer essentiellement deux moyens de tester si cette hypothèse est la bonne. Le premier serait d'étendre les observations de EIT à de grandes distances dans la couronne, au-delà de 1.5 $R_\odot$. En effet, même si l'abondance d'hélium est élevée vers 1.5 $R_\odot$, elle doit décroître après une certaine altitude vers les valeurs mesurées dans le vent solaire, soit 4% en moyenne. L'intensité observée et prédite par le modèle devraient donc redevenir cohérentes à une certaine altitude. La seconde possibilité serait d'effectuer des mesures directes de l'abondance d'hélium dans la couronne, et en particulier dans les trous coronaux, en renouvelant par exemple des mesures du type de celles obtenues par l'expérience CHASE.

2.2 Contributions à la caractérisation de l'instrument EIT

Afin d'extraire l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ à partir des images enregistrées par EIT à 30.4 nm, nous avons dû évaluer certaines caractéristiques de la réponse de l'instrument qui étaient auparavant mal déterminées. La carte de la réponse du détecteur présentée sur la figure 2.3 est la meilleure disponible actuellement. La méthode de correction de la dégradation utilisant cette carte est aujourd'hui utilisée de façon standard dans les logiciels de traitement des images fournies par EIT. Des travaux sont en cours pour améliorer cette technique, notamment en utilisant les cartes de réponse en lumière blanche obtenues avec la lampe d'étalonnage. Nous avons récemment fait des progrès significatifs dans la compréhension de la relation entre la réponse du détecteur dans l'ultraviolet et la réponse en lumière blanche, ce qui laisse entrevoir la possibilité d'un étalonnage meilleur dans un futur proche. Une contribution significative a aussi été apportée à la connaissance du niveau de lumière diffusée instrumentale. Nous avons obtenu une caractérisation de la PSF de EIT à 19.5 nm comprenant es ailes à grande distance du pic central. Les observations du passage de Mercure devant la couronne les 15 et 16 novembre 1999 nous ont fourni des mesures absolues du niveau de lumière diffusée dans les quatre bandes passantes. Si EIT est toujours opérationnel à cette date, une opportunité d'évaluer le niveau de lumière diffusée instrumentale se représentera lors du passage de Venus devant le Soleil le 8 juin 2004.

— 3 —

Perspectives observationnelles

Sur la base de l'étude préliminaire effectuée par J. P. Delaboudinière, nous avons effectué une analyse détaillée des images obtenues par le télescope EIT dans sa bande passante à 30.4 nm. A partir de ces images, après avoir évalué et corrigé les principaux effets instrumentaux parasites perturbant les observations, nous avons obtenu une estimation de l'intensité de la raie de résonance à 30.378 nm de l'He^+ dans couronne. En comparant ces observations avec les prédictions d'un modèle, nous sommes arrivés à la conclusion qu'une interprétation possible des faibles gradients d'intensité observés au-dessus des pôles pourrait être une accumulation d'hélium dans les trous coronaux.

Compte tenu de ses caractéristiques, il est clair que EIT n'est pas l'instrument idéal pour mesurer l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ dans la couronne. Tout au long de la deuxième partie, nous avons vu que la mesure de l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ requiert une caractérisation précise de la réponse de EIT. De par sa conception, EIT n'a pas une résolution spectrale suffisante pour isoler la raie de l'He^+ et de ce fait, le flux enregistré à 30.4 nm est contaminé par d'autres raies coronales. La réponse spatiale est susceptible de présenter des variation d'un facteur 10 entre différentes régions du détecteur, et la lumière diffusée par le disque chromosphérique contamine le signal enregistré dans la couronne. La fiabilité des mesures de l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ obtenues à partir des images enregistrées à 30.4 nm par EIT est de ce fait conditionnée par la précision à laquelle les paramètres d'étalonnage sont connus. Les estimations de la composition de la bande passante à 30.4 nm, de la réponse spectrale ainsi que du niveau de lumière diffusée instrumentale présentés dans les chapitres 2, 3 et 4 sont les meilleures disponibles actuellement. Il est certain l'étalonnage de EIT va subir des améliorations de détail au fur et à mesure des progrès fait dans la caractérisation de l'instrument, mais il semble que les corrections que nous avons apportées aux images soient globalement correctes. De ce fait, il est probable que la qualité des observations présentées dans ce mémoire approche la limite permise par la précision d'étalonnage maximale qu'il est possible d'atteindre. Ainsi, bien que EIT soit à l'heure actuelle pratiquement le seul instrument permettant d'observer la raie de résonance de l'He^+ loin au-dessus du limbe, la confirmation de nos résultats requiert de recourir à d'autres moyens d'observation.

3.1 Les observations récentes de SERTS

A notre connaissance, les observations existantes les plus prometteuses en vue d'une comparaison avec nos résultats sont celles obtenues récemment par le spectrographe SERTS. Ce spectrographe embarqué à bord de fusées sondes permet d'obtenir des spectres de la couronne à haute résolution dans l'intervalle de longueurs d'ondes allant de 28 nm à 38 nm. Généralement,

SERTS est utilisé pour observer la couronne sur le disque mais, durant le vol du 26 juillet 2000, il a obtenu des spectres au-dessus du limbe. La haute résolution spectrale de SERTS lui permet de séparer aisément la raie de l'He^+ de celle du Si^{10+}, et de mesurer la largeur de la raie de l'He^+. Ces observations spectroscopiques ne présentent donc pas les limitations liées à la largeur de la bande passante à 30.4 nm de EIT, et le signal observé à 30.378 nm est donc directement attribuable à la raie de l'He^+. Savoir quelle fraction du signal mesuré est due à la lumière diffusée par le disque chromosphérique nécessitera bien sûr un étalonnage fiable, mais l'examen préliminaire des données semble montrer la présence d'une émission non négligeable relativement loin au-dessus du limbe. En plus de s'affranchir de certains des problèmes d'étalonnage rencontrés avec les données de EIT, les spectres obtenus par SERTS permettent aussi d'obtenir des mesures précises de certaines des grandeurs physiques nécessaires à notre modèle. Du fait de la bonne résolution spectrale de SERTS, il est possible de mesurer la largeur de la raie de l'He^+ dans la couronne, ce qui donne des informations sur le profil d'absorption que nous déterminons pour l'instant en supposant que la température des ions He^+ est égale à la température électronique (voir la section 4.3). Certains rapports d'intensité des autres raies coronales observées par SERTS permettent aussi des diagnostics de température et de densité électronique qui pourraient remplacer les déterminations utilisées actuellement. Remarquons de plus qu'à la date des observations de SERTS le coronographe MarkIV, qui obtient des résultats de meilleure qualité que ceux du MarkIII que nous avons utilisés jusqu'à présent, pourrait compléter avantageusement l'estimation de la densité électronique. Les observations récentes de SERTS permettent donc a priori une analyse similaire à celle que nous avons présentée dans ce mémoire, mais avec des capacités de diagnostic accrues et pratiquement auto-suffisantes. L'analyse des spectres obtenus lors du dernier vol de SERTS devrait donc être d'un grand intérêt pour tester la validité des résultats présentés dans ce mémoire.

3.2 Les moyens d'observation à venir

Si le spectrographe SERTS dispose de la résolution spectrale nécessaire pour isoler la raie de résonance à 30.378 nm de l'He^+, il est en revanche tout comme EIT affecté par le problème de la lumière diffusée instrumentale. L'instrument idéal pour observer la raie de l'He^+ dans la couronne serait donc un coronographe possédant la résolution spectrale nécessaire pour la séparer de celle du Si^{10+} et mesurer son profil. La combinaison d'un coronographe et d'un imageur du disque permettrait aussi de s'affranchir de la mesure absolue de l'intensité de la raie chromosphérique, pour reprendre un des atouts de l'expérience CHASE. De tels instruments consacrés entre autres à l'étude de l'hélium coronal sont en projet, mais aucun n'en est encore au stade de la réalisation.

Le projet SOPHIE [3] propose de réaliser un coronographe à miroirs pour observer la raie de résonance de l'He^+ au-dessus du limbe. Cet instrument utiliserait tout comme EIT la technologie des couches multiples interférentielles pour obtenir une bande passante centrée sur 30.4 nm. Cette technologie ne permet pas une résolution spectrale suffisante pour isoler la raie de l'He^+, dont l'intensité serait obtenue par une méthode similaire à celle décrite dans le chapitre 4 en incluant une bande passante à 28.4 nm. Par contre, le niveau de lumière diffusée instrumentale devrait être bien plus faible que dans EIT et donc permettre des mesures de meilleure qualité.

Remarquons que l'ajout d'une seconde bande passante centrée sur 30.4nm mais légèrement décalée par rapport à la première permettrait de reconstituer une résolution spectrale suffisante pour séparer la raie du Si^{10+}. Un second détecteur placé derrière le miroir secondaire permettrait d'enregistrer simultanément l'image du disque. Cet instrument volerait à bord d'une fusée sonde.

Un autre projet plus ambitieux est le spectrographe catastrophique à occulteur externe ASCE ([4, 2, 5, 1] et `http://cfa-www.harvard.edu/asce/`). Monté sur une plate-forme SPARTAN 400 lancée par la navette spatiale, ASCE devrait rester 2 ans en orbite. Il serait constitué de trois instruments, donc le spectrographe SPC de conception similaire à UVCS et disposant d'un canal baptisé HeCH dédié à l'observation de l'hélium coronal. La gamme de longueurs d'onde couverte, de 2.7 nm à 32.2 nm permet de détecter les raies à 58.4 nm de l'hélium neutre et à 30.4 nm de l'He^+. Les caractéristiques de ASCE devraient permettre de s'affranchir de la plupart des problèmes rencontrés lors de l'analyse des observations de EIT. Un occulteur externe fixé au bout d'un bras de 10 mètres devant le télescope, ainsi qu'un occulteur interne situé au niveau du miroir primaire permettront de réduire considérablement le niveau de lumière diffusée instrumentale. La résolution spectrale devrait être suffisante pour séparer la raie de l'He^+ de celle du Si^{10+} et mesurer sa largeur. Le champ de vue s'étendra de 1.25 $R_\odot$ à 10 $R_\odot$. Aujourd'hui, l'observation routinière de la raie de résonance de l'hydrogène neutre coronal par l'instrument UVCS embarqué à bord de SOHO fourni de nombreuses possibilités de diagnostic de la couronne et du vent solaire. Le projet ASCE propose d'observer la raie de résonance de l'He^+ dans la couronne afin de d'étendre ces capacités à l'élément suivant par ordre d'abondance.

Bibliographie

[1] Fineschi, S., Gardner, L. D., Kohl, J. L., Romoli, M., Pace, E., Corti, G., Noci, G. C. 1999, *Polarimetry of the UV solar corona with ASCE*, Proc. SPIE, Ultraviolet and X-Ray Detection, Spectroscopy, and Polarimetry III, S. Fineschi; B. E. Woodgate; R. A. Kimble; Eds. 3764: 147-160

[2] Gardner, L. D., Kohl, J. L., Cranmer, S., Fineschi, S., Golub, L., Raymond, J. C., Smith, P. L., Strachan, L., Howard, R. A., Moses, J. D., Socker, D. G., Wang, D., Fisher, R. R., Davila, J. M., St. Cyr, C., Noci, G. C., Romoli, M., Tondello, G., Naletto, G., Nicolosi, P., Poletto, L. 1999, *Advanced Solar Coronal Explorer mission (ASCE)*, Ultraviolet and X-Ray Detection, Spectroscopy, and Polarimetry III, S. Fineschi; B. E. Woodgate; R. A. Kimble; Eds. 3764: 134-146

[3] Hassler, D. M., Slater, D. C., Smartt, R. N. & Koutchmy, S. 1998, *SOPHIE: a solar EUV multilayer reflecting coronagraph*, Proc. SPIE, X-Ray and Ultraviolet Spectroscopy and Polarimetry II, S. Fineschi; Ed. 3443: 61-66

[4] Kohl, J., Cranmer, S., Gardner, L., Golub, L., Raymond, J., Smith, P. L., Strachan, L., Howard, R., Moses, D., Socker, D., Wang, D., Fisher, R. R., Davila, J., St. Cyr, C., Noci, G., Tondello, G. 1999, *The Advanced Solar Coronal Explorer Mission (ASCE)* American Astronomical Society Meeting 194, #65.06

[5] Poletto, L., Naletto, G., Nicolosi, P., Tondello, G., Gardner, L. D. 1999, *Optical configurations for the EUV channels of the Advanced Solar Coronal Explorer mission*, Proc. SPIE, Ultraviolet and X-Ray Detection, Spectroscopy, and Polarimetry III, S. Fineschi; B. E. Woodgate; R. A. Kimble; Eds. 3764: 110-121

Annexes

— A —

Intensité théorique d'une raie d'émission coronale

Dans cette annexe nous présenterons les méthodes générales de calcul théorique de l'intensité d'une raie d'émission dans la couronne solaire. En fin de chapitre, un brève application sera consacrée au cas simple d'une raie purement collisionnelle dans l'approximation coronale.

A.1 Expression générale

Considérons un élément Z dans l'état d'ionisation m, noté Z^{m+}. Si cet ion possède au moins un électron, il peut émettre un photon par transition d'un électron entre deux niveaux j et i d'énergies respectives E_j et E_i, avec $E_j > E_i$. Nous développerons ici les expressions dans le cas de la désexcitation spontannée, car c'est le processus dominant dans la couronne solaire [1]. Ce processus est noté :

$$Z_j^{m+} \longrightarrow Z_i^{m+} + h_{\nu_{ij}}$$

où $h_{\nu_{ij}}$ représente le photon émis dont la fréquence ν_{ij} est liée à la différence d'énergie entre les niveaux par la relation $\Delta E_{ij} = E_j - E_i = h\nu_{ij}$, où h est la constante de Planck. L'énergie des photons émis n'est en fait pas strictement identique pour tous, mais répartie statistiquement selon une distribution $\Psi(\nu)$ telle que $\int_\nu \Psi(\nu)\ \mathrm{d}\nu = 1$, centrée en ν_{ij}, et appelée profil naturel de la raie d'émission. Ce profil étant très étroit, il est légitime pour la plupart des applications astrophysiques de remplacer $\Psi(\nu)$ par une distribution δ centrée en ν_{ij}. La puissance totale émise dans toutes les directions par la transition électronique radiative de j vers i par un élément de volume δV de plasma coronal s'obtient en multipliant le nombre d'ions dans l'état j par unité de volume Z_j^{m+} (par la suite appelé densité d'ions Z_j^{m+} par abus de langage) par la probabilité de transition par unité de temps et par l'énergie d'un photon :

$$P_{ij} = h\nu_{ij} N_{Z_j^{m+}} A_{ji}\, \delta V$$

où A_{ji} est la probabilité par unité de temps (encore appelée coefficient d'Einstein) de désexcitation spontanée des électrons du niveau j vers le niveau i. Dans une direction donnée, un observateur détecte alors une intensité (puissance par unité de surface et par unité d'angle solide) :

1. La désexcitation par collisions électroniques se traite de façon similaire, en remplaçant le coefficient d'Einstein A_{ij} par $N_e C_{ji}$, produit de la densité électronique par le coefficient de collisions. Nous ne prenons pas en compte l'autre processus d'émission possible, l'émission stimulée, car celui-ci ne peut être significatif que si la population du niveau j est importante par rapport à celle du niveau fondamental, condition qui n'est en général pas remplie dans le plasma coronal

$$I = h\nu_{ij} N_{Z_j^{m+}} A_{ji} \frac{\delta V}{4\pi \delta S}$$

où δS est la surface frontale de l'élément de volume suivant la ligne de visée de l'observateur. Par la suite, nous supposerons que le plasma coronal est optiquement mince, c'est à dire que tout photon émis par un ion Z^{m+} parvient jusqu'à l'observateur sans subir d'interactions. Ceci est vrai si l'épaisseur optique du plasma à la fréquence ν_{ij} sur la distance l parcourue par le photon, et donnée par :

$$\tau_{\nu_{ij}} = \int_l \alpha_{\nu_{ij}} \, \mathrm{d}l$$

où $\alpha_{\nu_{ij}}$ est le coefficient d'absorption, est très petite. A part dans des régions actives où la diffusion résonante peut devenir non négligeable pour certaines raies [11], cette condition est pratiquement toujours vérifiée aux densités coronales. Dans l'hypothèse de plasma optiquement mince, la puissance totale émise par le plasma coronal suivant une direction quelconque l s'obtient donc en faisant la somme de toutes les contributions des éléments de volume $\delta V = \delta S \, \delta l$ selon cette direction, soit :

$$I = \frac{h\nu_{ij}}{4\pi} \int_l N_{Z_j^{m+}} A_{ji} \, \mathrm{d}l \qquad \text{en} \qquad [\mathrm{Watts.m^{-2}.str^{-1}}] \tag{A.1}$$

Pour aller plus loin il nous faut maintenant déterminer la densité d'ions Z_j^{m+}. Celle-ci peut s'écrire sous forme du produit de fractions :

$$N_{Z_j^{m+}} = N_e \frac{N_\mathrm{H}}{N_e} \frac{N_Z}{N_\mathrm{H}} \frac{N_{Z^{m+}}}{N_Z} \frac{N_{Z_j^{m+}}}{N_{Z^{m+}}} \tag{A.2}$$

Déterminer la densité d'ions Z_j^{m+} requiert donc d'évaluer successivement :

- N_H/N_e la densité d'hydrogène par rapport à la densité électronique.
- N_Z/N_H l'abondance de l'élément Z par rapport à l'hydrogène, notée A_Z.
- $N_{Z^{m+}}/N_Z$ la fraction de l'élément Z dans l'état d'ionisation m.
- $N_{Z_j^{m+}}/N_{Z^{m+}}$ la fraction des ions Z^{m+} qui sont dans le niveau j.

Nous avons uniquement fait l'hypothèse que le plasma coronal est optiquement mince pour obtenir l'expression A.1, qui est de ce fait très générale. Mais l'évaluation de chacun des termes cités ci-dessus nécessite de faire des hypothèses sur les conditions physiques régnant dans la couronne.

A.2 Abondance d'hydrogène par rapport aux électrons

La fraction N_H/N_e peut s'évaluer simplement en supposant que le plasma coronal est globalement quasiment neutre, auquel cas :

$$N_e \approx \sum_Z \sum_{m=1}^{Z} m N_{Z^{m+}}$$

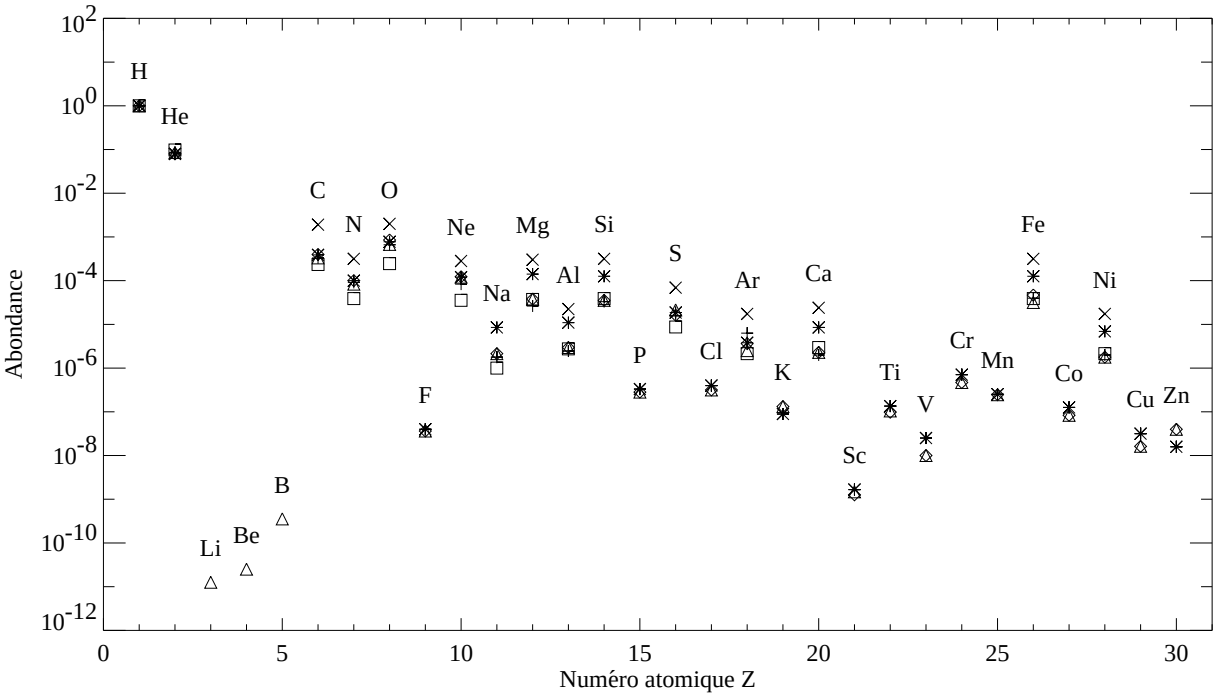

FIG. A.1 – *Les différentes déterminations des abondances des éléments dans la couronne ou dans la photosphère utilisées dans la base de données atomiques* CHIANTI.

car le nombre d'électrons doit égaler la somme des charges de tous les ions de tous les éléments. En négligeant les possibles écarts à la neutralité, on en déduit N_{H}/N_e en fonction des abondances des éléments et des fractions d'ionisation :

$$\frac{N_{\mathrm{H}}}{N_e} = \left[\sum_Z A_Z \sum_{m=1}^{Z} m \frac{N_{Z^{m+}}}{N_Z}\right]^{-1} \tag{A.3}$$

Les fractions d'ionisation sont largement inconnues, à part pour l'hydrogène et l'hélium car, aux températures coronales, il sont pratiquement complètement ionisés (voir le paragraphe 2.2.1). La figure A.1 montre les différentes déterminations des abondances des éléments dans la couronne ou dans la photosphère reprises dans la base de données atomiques CHIANTI [3] d'après [1, 2, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12, 13]. Les abondances des éléments plus lourds que l'hélium sont tellement faibles que le résultat donné par l'équation A.3 est identique à 10^{-2} près quelles que soient les fractions d'ionisation choisies, même dans les deux cas extrêmes où les élément lourds seraient soit tous neutres, soit tous complètement ionisés. N_{H}/N_e est donc entièrement déterminé par la seule abondance d'hélium et l'équation A.3 devient :

$$\frac{N_{\mathrm{H}}}{N_e} = \frac{1}{1 + 2A_{He}} \tag{A.4}$$

qui donne $N_{\mathrm{H}}/N_e \approx 0.85$ avec une abondance d'hélium $A_{He} = 0.085$.

A.3 Equilibre d'ionisation

Les fractions d'ionisation $N_{Z^{m+}}/N_Z$ se calculent en supposant que, pour un état d'énergie du plasma donné, il existe un équilibre dynamique entre les processus créant et détruisant chaque état d'ionisation, de telle sorte que les populations des différentes espèces d'ions ne dépendent pas du temps. Les quatre processus influant sur la population d'une espèce d'ions sont [2] :

- la destruction d'un ion par ionisation vers un état d'ionisation supérieur.
- la destruction d'un ion par recombinaison avec un électron vers un état d'ionisation inférieur.
- la création d'un ion par recombinaison avec un électron depuis un état d'ionisation supérieur.
- la création d'un ion par ionisation depuis un état d'ionisation inférieur.

Lors du processus de recombinaison radiative, un électron libre est capturé par un ion $Z^{(m+1)+}$ pour former un ion Z_j^{m+} dans un état d'énergie j d'autant plus bas que la vitesse de l'électron était grande. L'ion résultant, s'il n'est pas déjà dans l'état fondamental, se désexcite ensuite spontanément en émettant des photons par une série de cascades sur les niveaux inférieurs. Une autre type de recombinaison, appelé recombinaison diélectronique, peut se produire. Dans ce processus, l'électron capturé l'est en résonance avec un des électron de l'ion $Z^{(m+1)+}$ pour former un ion Z_{ij}^{m+} dans un état doublement excité. Alors, soit l'ion formé s'autoionise pour retourner à l'état initial, ou bien le plus interne des deux électrons de désexcite en cascades. L'ionisation peut elle aussi être de deux sortes : soit photoionisation par le champ de radiation, soit ionisation par collisions avec d'autres particules, principalement les électrons libres. Comme le flux solaire diminue rapidement aux courtes longueurs d'ondes et que les photons doivent avoir une énergie supérieure au potentiel d'ionisation, la photoionisation est généralement négligeable pour les ions ayant un potentiel d'ionisation élevé. En négligeant la photoionisation, le rapport de population de deux états d'ionisation successifs $Z^{(m+1)+}$ et Z^{m+} est donné par le rapport entre le taux d'ionisation directe depuis le fondamental $Q(Z_{1s}^{m+})$ de Z_{1s}^{m+} vers $Z^{(m+1)+}$ et le taux de recombinaison total $\alpha_{tot}(Z^{m+})$ de $Z^{(m+1)+}$ vers Z^{m+} (le taux total est la somme des taux partiels vers chaque niveau d'énergie) :

$$\frac{N_{Z^{(m+1)+}}}{N_{Z^{m+}}} = \frac{Q(Z_{1s}^{m+})}{\alpha_{tot}(Z^{m+})}$$

Pour un élément de numéro atomique Z ayant $Z+1$ états d'ionisation possibles, on forme ainsi un système de Z équations à $Z+1$ inconnues : les $Z+1$ densités $N_{Z^{m+}}$. En complétant ce système par l'équation :

$$N_Z = \sum_{m=0}^{Z} N_Z^{m+}$$

on peut le résoudre en fonction de N_Z pour obtenir les fractions d'ionisation $N_{Z^{m+}}/N_Z$.

2. On pourrait rajouter à cette liste les réactions de transfert de charge du type $Z^{m+} + Y^0 \longrightarrow Z^{p+} + Y^+$, où Y est soit H soit He. Mais ces processus sont négligeables car aux températures coronales H^0 et He^0 sont quasiment inexistants.

Ces considérations sont d'ordre très général, mais il est la plupart du temps nécessaire de faire des hypothèses simplificatrices afin de pouvoir mettre en pratique le calcul de l'équilibre d'ionisation. Par exemple, comme les taux d'ionisation et de recombinaison électroniques dépendent de la vitesse relative entre les ions et les électrons, il faut connaître leurs distributions de vitesse. Celles-ci sont la plupart du temps supposées maxwelliennes, mais certains auteurs ont fait remarquer que n'est pas forcément une hypothèse correcte pour le plasma coronal (voir par exemple [9]). Pour prendre en compte la photoionisation, il faut aussi connaître le flux coronal à toutes les longueurs d'ondes. Le calcul pratique détaillé dans le cas de l'hélium sera développé au paragraphe 2.2.1.

A.4 Peuplement des niveaux d'énergie

Nous venons de voir que les fractions d'ionisation se calculent en supposant que les populations relatives des différents états d'ionisations sont en équilibre dynamique. De façon similaire, les fractions de population $N_{Z_j^{m+}}/N_{Z^{m+}}$ se calculent en supposant qu'il existe un équilibre dynamique entre les processus peuplant et dépeuplant le niveau j. Ces processus sont :

- l'excitation depuis un niveau inférieur.
- la recombinaison d'un ion $Z^{(m+1)+}$ avec un électron.
- la désexcitation depuis un niveau supérieur.
- la désexcitation vers un niveau inférieur.
- l'excitation vers un niveau supérieur.
- l'ionisation.

A part la recombinaison électronique vers Z_j^{m+}, tous ces processus peuvent être soit radiatifs soit collisionnels, les collisions pouvant se faire avec des électrons libres ou des protons. Effectuer un calcul complet de l'équilibre de population requiert de prendre en compte toutes les interactions possibles entre les niveaux d'énergie, ce qui est en pratique irréalisable car il en existe une infinité. Les calculs sont en général effectués avec des modèles d'ions à nombre fini de niveaux, et la contribution des niveaux supérieurs est évaluée en utilisant des expressions asymptotiques.

A.4.1 Approximation coronale : raie purement collisionnelle

Étant données les conditions physiques régnant dans la couronne, il est souvent possible d'effectuer un calcul simplifié en effectuant une série d'hypothèses simplificatrices regroupées sous la dénomination d'approximation coronale. Dans le cadre de cette approximation, on suppose que le niveau j n'est peuplé que depuis le fondamental par collisions électroniques, et qu'il se désexcite spontanément. Ceci revient à négliger la désexcitation collisionnelle, l'excitation ou l'ionisation collisionnelle ou radiative depuis le niveau j, la population du niveau j depuis tout autre niveau que le fondamental, ainsi que la population du niveau j par désexcitation depuis des niveaux supérieurs. A part dans certaines éruptions intenses, toutes ces conditions sont effectivement vérifiées dans la couronne. Le niveau haut est peuplé avec un taux $C_{fj}N_eN_{Z_f^{m+}}$, produit du coefficient de collisions C_{fj} entre le niveau fondamental et le niveau haut par la densité électronique et par la population du niveau fondamental. Il se dépeuple avec le taux $N_{Z_j^{m+}}\sum_{k<j}A_{jk}$, produit

de sa population par la somme des coefficients d'Einstein de désexcitation spontanée vers tous les niveaux inférieurs. Comme la population du niveau j est très petite par rapport à celle du fondamental, et en égalant les taux de peuplement et de dépeuplement, on a alors:

$$\frac{N_{Z_j^{m+}}}{N_{Z^{m+}}} = \frac{C_{fj} N_e}{\sum_{k<j} A_{jk}} \tag{A.5}$$

Remarquons que la mise en pratique de cette formule nécessite le même type de suppositions que celles discutée dans le paragraphe A.3, car le coefficient de collisions C_{fj} se calcule en intégrant la section efficace de collision sur la fonction de distribution d'énergie des électrons. En remplaçant les équations A.2, A.4, et A.5 dans l'équation A.1 et en supposant de plus que l'abondance A_Z de l'élément est constante sur la ligne de visée, on obtient l'expression de l'intensité d'une raie purement collisionnelle dans l'approximation coronale :

$$I = 0.85\mathrm{A_Z} \frac{h\nu_{ij}}{4\pi} \int_l G_c(T) {N_e}^2 \, \mathrm{d}l \qquad \text{avec} \qquad G_c(T) = \frac{N_{Z^{m+}}}{N_Z} C_{fj} Br_{ji} \tag{A.6}$$

où Br_{ji} est le rapport de branchement de la transition, c'est à dire la probabilité que le niveau j se désexcite vers le niveau i plutôt que vers tout autre. La fonction $G_c(T)$ est appelée fonction de contribution collisionnelle et rassemble les grandeurs dépendant de la température.

Bibliographie

[1] Allen, C. W. 2000 *Allen's astrophysical quantities* Fourth edition, A. N. Cox ed.

[2] Anders, E. & Grevesse, N. 1989, Geochim. Cosmochim. Acta 53: 197

[3] Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignori Fossi, B. C., Young, P. R. 1997, CHIANTI - *an atomic database for emission lines*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 125: 149-173

[4] Feldman, U., Mandelbaum, P., Seely, J. L., Doschek, G. A. & Gursky, H. 1992, *The potential for plasma diagnostics from stellar extreme-ultraviolet observations*, Astrophys. Jour, Suppl. Ser., 81(1): 387-408

[5] Grevesse, N. & Anders, E. 1991, *Solar Element Abundances*, in Solar Interior and Atmosphere, A. N. Cox, W. C. Livingston & M. S. Matthews eds., The University of Arizona Press, 1227-1234

[6] Grevesse, N., Noels, A. & Sauval, A. J. 1992, Proc. 3rd SOHO Workshop, ESA SP-348, 305

[7] Grevesse, N. & Noels, A. 1993, in Origin and Evolution of the Elements, Prantzos, Vangioni-Flam & Casse, eds. CUP, 15

[8] Grevesse, N. & Sauval, A. J. 1998, *Standard Solar Composition*, Space Sci. Rev., 85(1/2): 161-174

[9] Judge, P. G., Woods, T. N., Brekke, P., Rottman, G. J. 1995, *On the Failure of Standard Emission Measure Analysis for Solar Extreme-Ultraviolet and Ultraviolet Irradiance Spectra*, Astrophys. Journ. Lett., 455: L85-L88

[10] Meyer, J. P., 1985, *Solar-stellar outer atmospheres and energetic particles, and galactic cosmic rays*, Astrophys. Journ. Suppl. Ser., 57: 173-204

[11] Schmelz, J. T, Saba, J. L. & Strong, K. T. 1992, *Resonance scattering of Fe XVII - A density diagnostic*, Astrophys. Journ. Let., 398(2): L115-L118

[12] Waljeski, K., Moses, D., Dere, K. P., Saba, J. L. R., Strong, K. T., Webb, D. F., Zarro, D. M. 1994, *The composition of a coronal active region*, Astrophys. Journ., 429(2): 909-923

[13] Young, P. R., Mason, H. E., Keenan, F. P. & Widing, K. G. 1997, *The Ar/Ca relative abundance in solar coronal plasma*, Astron. Astrophys., 323: 243-249

— B —

Table des constantes physiques utilisées

symbole	nom	valeur	unité
h	constante de Planck	$6.6260775 \times 10^{-34}$	J.s
c	vitesse de la lumière dans le vide	299792458	$\mathrm{m.s^{-1}}$
k_B	constante de Boltzmann	$1.3806578 \times 10^{-23}$	$\mathrm{J.K^{-1}}$
m_{He^+}	masse d'un ion He^+	$6.6464774 \times 10^{-27}$	kg
m_e	masse d'un électron	$9.10938188 \times 10^{-31}$	kg
e	charge élémentaire	$1.602176462 \times 10^{-19}$	C
ϵ_0	constante électrique	$8.854187817 \times 10^{-12}$	$\mathrm{F.m^{-1}}$
α	constante de structure fine	$7.297352533 \times 10^{-3}$	
a_0	rayon de Bohr	$0.5291772083 \times 10^{-10}$	m
R	constante de Rydberg	10973731.568549	$\mathrm{m^{-1}}$
U.A.	unité astronomique	149597870691	m
$\mathrm{R}_\odot$	rayon photosphérique	695990×10^3	m

Conversions utiles

$$1 \text{ eV} = 1.602176462 \times 10^{-19} \text{ J}$$
$$1 \text{ mW.m}^{-2} = 1 \text{ erg.s}^{-1}\text{.cm}^{-2}$$

Table des figures

1.1 L'instrument EIT: photographie et schéma technique. 28
1.2 Quatre images du Soleil prises par EIT le 18 décembre 1996 dans ses quatre bandes passantes. 30
1.3 La réponse spectrale des quatre bandes passantes de EIT. 31

2.1 Nombre de DN total enregistré dans les images prises par EIT dans sa bande passante à 30.4 nm en fonction du temps. 38
2.2 Le jeu de données obtenue durant l'ESR du 24 juin 1996. 39
2.3 Réponse du détecteur de EIT avant le vol et le 24 juin 1998. 40

3.1 Observations de EIT dans les quatre bandes passantes, moyennées sur une rotation solaire 45
3.2 Image d'un éruption intense observée par EIT à 19.5 nm, et coupe d'intensité. 46
3.3 Coupes radiales d'intensité pour différents angles autour de la région de l'éruption de la figure 3.2. 47
3.4 La PSF de EIT à 19.5 nm obtenue à partir de l'image de l'éruption de la figure 3.2 48
3.5 Exemple de déconvolution d'une image enregistrée à 19.5 nm à l'aide de la PSF de la figure 3.4. 51
3.6 La séquence d'images à 30.4 nm prise par EIT durant la rotation de SoHO du 20 mars 1997. 52
3.7 Cartes des variations angulaires de réponse de EIT. 53
3.8 Trajet de Mercure devant la couronne solaire les 15 et 16 novembre 1999. 55
3.9 Images de Mercure obtenues par EIT durant son passage devant la couronne solaire les 15 et 16 novembre 1999. 59
3.10 Illustration de l'algorithme utilisé pour mesurer la position du disque de Mercure. 61
3.11 Facteurs correctifs du niveau de lumière diffusée dans les quatre bandes passantes de EIT. 62
3.12 Intensité observée des pixels du disque de Mercure en fonction de l'intensité théorique en l'absence de lumière diffusée. 63
3.13 Normalisation des cartes relatives de la figure 3.7. 64
3.14 Coupes radiales du niveau de lumière diffusée (trait plein) avec les modèles exponentiels (trait pointillé). 65
3.15 Cartes du facteur de correction de la lumière diffusée instrumentale. 66
3.16 Images moyennes de la couronne solaire corrigées du niveau de lumière diffusée. 67

4.1 Illustration de la méthode utilisée pour extraire la composante de diffusion résonante de l'ion He^+ des images enregistrées par EIT à 30.4 nm. 75
4.2 Fractions d'ionisation des ions du fer et du silicium dont des raies spectrales sont inclues dans les bandes passantes de EIT. 77
4.3 Comparaison des deux méthodes utilisées pour mesurer l'intensité de la raie de résonance de l'He^+ à partir des images enregistrées à 30.4 nm par EIT. 81
4.4 Coupes radiales correspondant aux latitudes marquées sur la première image de la figure 4.3. 82
4.5 Résultat des deux méthodes utilisées pour obtenir l'intensité de la raie de résonance à 30.378 nm de l'He^+ à partir des images enregistrées par EIT à 30.4 nm. 84
4.6 Similaire à la figure 4.5, mais pour des images moyennées sur une rotation solaire en février et juin 1996. 84
4.7 Coupes d'intensité équatoriales et polaires correspondant aux images des figures 4.5 et 4.6. 85

2.1 Diagramme de Grotrian de l'ion He^+. 101
2.2 Irradiance en-dessous de 100 nm donnée par le modèle empirique EUV97. 103
2.3 Fractions d'ionisation des ions He^0, He^+ et He^{2+} en fonction de la température électronique. 105

2.4 Les 19 processus pris en compte dans le modèle d'ion He^+. 107
2.5 Géométrie du processus de diffusion résonante. 109

3.1 Sections efficaces d'ionisation par collisions pour l'hélium neutre et l'He^+. 118
3.2 Taux d'ionisation par collisions pour l'hélium neutre, l'He^+_{1s} et l'He^+_{2s} 120
3.3 Coefficients d'excitation par collisions depuis le fondamental de l'ion He^+ vers les niveaux $2s$, $2p$, $3s$, $3p$ et $3d$, en fonction de la température électronique. 122
3.4 Coefficients de recombinaison totaux de He^{2+} vers He^+, et de He^+ vers He, et coefficients partiels de He^{2+} vers les niveaux $2s$, $2p$, $3s$, $3p$ et $3d$ de He^+. 124
3.5 Coefficient de recombinaison diélectronique de He^+ vers l'hélium neutre en fonction de la température électronique. 125
3.6 Valeurs calculées et fit de la section efficace de photoionisation depuis le niveau $2s$ de l'He^+, entre 0 et 91.2 nm. 127

4.1 Les deux positions de la fente du spectrographe SERTS lors du vol du 18 novembre 1997, superposées à des images prises simultannément par EIT à 30.4 nm. 135
4.2 Les spectres des deux régions pointées par SERTS lors de son vol de 1997. 136
4.3 Le spectre de la région active (deuxième pointage) moyenné sur la longeur de la fente. . . 137
4.4 La PSF de SERTS pour le vol de 1997. 137
4.5 La raie de résonance de l'He^+ observée par SERTS en 1997. 138
4.6 La largeur de la raie de résonance de l'He^+. 139
4.7 Image de la chromosphère solaire enregistrée par EIT à 30.4 nm le 14 mai 1996. 144
4.8 Planisphère de la chromosphère solaire réalisé à partir des images enregistrées par EIT entre le 17 avril et le 14 mai 1996. 146
4.9 Deux images de la couronne solaire en lumière blanche prises le 13 décembre 1996 par les coronographes MarkIII et LASCO/C2. 149
4.10 Carte de densité électronique obtenue à partir de données MarkIII et LASCO/C2. 152
4.11 Comparaison des densité électronique obtenues à partir des données MarkII et C2 avec des modèles classiques. 153
4.12 Température électronique dans un trou coronal et dans une région de couronne calme d'après C. David et al. [14]. 155
4.13 Carte de tempérture électronique obtenue à partir des observations de EIT à 19.5 nm et 17.1 nm après renormalisation. 156

5.1 Intensité de la raie de résonance à 30.378 nm de l'He^+ dans la couronne calculée pour le 30 mai 1996. 163
5.2 Coupes radiales d'intensité correspondant à la figure 5.1 164
5.3 Flux chromosphérique total incident calculé avec le planisphère de la figure 4.8. 166
5.4 Coupes radiales correspondant à la figure 5.3 167
5.5 Evolution du facteur de profil en fonction de la température des ions He^+ et de la largeur de la raie chromosphérique, pour six valeurs de la composante de la vitesse parallèle à la radiation incidente. 169
5.6 Facteur de profil en fonction de la vitesse relative des ions He^+ par rapport à la surface de la chromosphère et en fonction de la température. 170
5.7 Erreur relative totale faite sur détermination de la fraction d'ionisation d'He^+ en fonction de la température. 171

1.1 Comparaison entre les cartes d'intensité de la raie de résonance de l'He^+ obtenues à partir des observations de EIT à 30.4 nm et les prédictions du modèle correspondantes. 176
1.2 Coupes radiales d'intensité correspondant aux images de la figure 1.1 pour le 30 mai 1996. 177

1.3 Identique à la figure 1.2 pour des données moyennées sur une rotation solaire en du 20 janvier 1996 au 16 février 1996. 178
1.4 Identique à la figure 1.2 pour des données moyennées sur une rotation solaire du 30 mai 1996 au 26 juin 1996. 179

A.1 Les différentes déterminations des abondances des éléments dans la couronne ou dans la photosphère utilisées dans la base de données atomiques CHIANTI. 201

Liste des tableaux

1.1 Les principales raies observées dans les quatre bandes passantes de EIT. 29

3.1 Quelques paramètres du passage de Mercure des 15 et 16 novembre 1999 vu depuis SoHO. 55
3.2 Intensité d'un disque unité de 10.1" de diamètre convolué avec la PSF de EIT. 57
3.3 Caractéristiques et résultats du programme d'observation de EIT pour le passage de Mercure des 15 et 16 novembre 1999. 58

2.1 Les 19 processus pris en compte dans le modèle d'ion He^+ à six niveaux 107

3.1 Coefficients du modèle BEB (équations 3.1). 118
3.2 Paramètres pour les formules 3.2 et 3.3 119
3.3 Valeurs de p_j et q_j utilisées pour évaluer $f_2(x)$. 120
3.4 Paramètres pour la modélisation par splines cubiques des coefficients d'excitation par collisions. 121
3.5 Paramètres pour la formule de fit 3.7 123
3.6 Coefficients pour He pour la formule de fit 3.9. 125
3.7 Coefficients pour la formule de fit 3.11. 126

4.1 Tableau récapitulatif des mesures de la largeur de la raie de résonance de l'ion He^+. . . . 134

Hors texte
Publications

Liste des publications

Publications à comité de lecture

Auchère, F., Boulade, S., Koutchmy, S., Smartt, R. N., Delaboudinière, J.-P., Georgakilas, A., Gurman, J. B., & Artzner, G. 1998, The Prolate Solar Chromosphere, Astronomy & Astrophysics, 336, L57-L60

Auchère, F., DeForest, C.E. & Artzner, G. 2000, In-flight Determination of the Plate Scale of the EIT, The Astrophysical Journal Letters, 529, L115-L

Auchère, F., Hassler, D. M., Slater, D. C. & Woods, T. N. 1999, SwRI/LASP Sounding Rocket Intercalibration with the EIT Instrument on board SOHO, Sol. Phys., accepted, to be published

Publications sans comité de lecture et actes de colloques

Auchère, F. & Delaboudinière, J.-P., 2000, Helium Abundance in the Solar Corona, Third EIT Consortium Meeting, Bruxelles, Belgique

Auchère, F., 2000, Stray-light calibration of the EIT, Third EIT Consortium Meeting, Bruxelles, Belgique

Auchère, F., 2000, The Plate Scale of the EIT, Third EIT Consortium Meeting, Bruxelles, Belgique

Auchère, F. & Delaboudinière, J.-P., 2000, Helium Abundance in the Solar Corona, Helium Lines Formation in a Dynamic Atmosphere workshop, Naples, Italie

Hassler, D. M., **Auchère, F.**, Handy, B., Strachan, L. Slater, D. & Woods, T. N., Results from the 2 Novembre 1998 SwRI/LASP Sounding Rocket Campaign, June 2000 SPD Meeting

Auchère, F., Hassler, D. M., Slater, D. C. & Woods, T. N. 1999, SwRI/LASP Sounding Rocket Intercalibration with the EIT Instrument on board SOHO, Proc. SPIE, EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy X, Siegmund, O. H., Flanagan, K. A, eds., 3765, 351-359

Auchère, F. & Delaboudinière, J.-P. 1999, Detection of Singly Ionized Helium in the Solar Corona, EOS transactions

Artzner, G., **Auchère, F.**, Delaboudinière, J.-P. & Hochedez, J.-F. 1999, Equivalent Focal Length Measurements, Proc. SPIE, Design and Engineering of Optical Systems II, Fritz Merkle, ed., 3737, 32-36

Defise, J. M., Clette, F. & **Auchère, F.** 1999., In-flight Characterization and Compensation of the Optical Properties of the EIT Instrument, Proc. SPIE, EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy X, Siegmund, O. H., Flanagan, K. A., eds., 3765, 341-350

Koutchmy, S., Di Folco, E., **Auchère, F.**, Baudin, F. 1999, The Solar Prolateness Effect, Proceedings of the 8th SOHO workshop, -,

Defise, J. M., Clette, F. & **Auchère, F.** 1999., In-flight Characterization and Compensation of the Optical Properties of the EIT Instrument, Proc. SPIE, EVE, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy X, Siegmund, O. H., Flanagan, K. A., eds., 3765, 341-350

Fredvik, T. Kjeldseth-Moe, O., Brekke, P., Haugan, S. V. H., Tarbell, T. D. & **Auchère, F.** 1999, An Eruption in an Active Region Loop System Observed with TRACE, CDS and EIT, Proceedings of the TRACE Monterey meeting

Michels, D. J., Wu, S. T., Wang, A.-H., Plunkett, S. & **Auchère, F.** 1999 , The Minimum Corona - Baseline for Study of CME Disturbances, EOS transactions

Auchère, F., Koutchmy, S. 1998, The Polar Extension of the Chromosphere, in Solar Jets And Coronal Plumes, Proc. Int. Meeting, ESA publications

Auchère, F., 1998, In-Flight Determination of the Flat-field of the EIT, Second EIT consortium workshop, Coolfont, West Virginia

Koutchmy, S., Smartt, R. N., **Auchère, F.**, et al.1998, The prolate Solar Chromosphere, NOAO Newsletter Highlights, 56

Wu, S. T., Wang, A.-H., Michels, D. J., Plunkett, S. & **Auchère, F.** 1998, Evolution Of Global Scale Coronal Evolution of Global Scale Coronal Magnetic Field Due to Reconnection Process, EOS transactions

An Observational Study of Helium in the Solar Corona with the EIT Instrument on Board the SOHO Spacecraft

Abstract

Key words : sun, helium, corona, solar wind.

Helium is the second most abundant element in the Universe. The understanding of the physicals processes associated with helium as well as the determination of the helium abundance both have implications in various research fields such as cosmology, stellar evolution or the physics of the solar wind. Helioseismology techniques give accurate measurements of the helium abundance in the solar interior, spectroscopic techniques provide diagnostics in the photosphere and in the chromosphere, and in situ measurements in the solar wind at 1 A.U. are carried out with particle detectors. But very few observations of helium exist in the corona and therefore, our knowledge of helium at intermediate distances between th photosphere and the solar wind is essentially based on theoretical studies. The present work is a tentative contribution to help constraint the observational knowledge of helium in the solar corona.

The EIT telescope on board the SOHO spacecraft can observe the solar corona up to 2 $R_\odot$ in an interval of wavelengths in the extreme ultraviolet spectrum including the resonance line of the He^+ ion at 30.378 nm. This line being formed in the solar corona by resonant scattering of the chromospheric flux by coronal He^+ ions, its intensity is proportional to the number density of He^+ ions. Therefore, the observation of this line in the corona can potentially provide interesting diagnostics of the coronal helium. In spite of the contamination by other spectral lines, it seems that a non negligible fraction of the signal recorded by EIT in its 30.4 nm bandpass can be attribuated to the resonance line of He^+. Furthermore, a preliminary study seems to show that the observed intensity gradients are anomalously low in the polar regions. The aim of the present work was to investigate further these preliminary results.

We first carried out a detailed critical analysis of the characteristics of the EIT instrument in order to confirm that the 30.378 nm line of He^+ in the corona can be detected in the 30.4 nm bandpass of EIT. This analysis implies a precise evaluation of several calibration parameters such as the flat-field of the detector, the contamination of the 30.4 nm bandpass and the instrumental stray light level. In order to interpret the intensities measured with EIT, we developed a model of the intensity of the resonance line of He^+ in the corona, with the existing models for the Lyman α line of neutral hydrogen as a starting point. This model requires as an input some physical parameters such as the electron temperature and electron density, which were independently determined either from previous results or from new observations. The comparisons between the observed intensity and the prediction of the model seem to confirm the results of the preliminary analysis. In the equatorial regions, the intensity gradient of the resonance line of He^+ is compatible with the electron density scale height. But at high latitudes in the polar coronal holes, the intensity gradient seems significatively smaller than what is expected from the computations. One can interpret this observation by an accumulation of helium in the polar coronal holes, where the fast solar wind originate. If the coronal ionisation balance computed in the model is valid, this accumulation of He^+ could be the signature of an enhanced helium abundance in the corona. Some theoretical models of the corona/solar wind system show that the helium abundance could indeed be 20% or more in the corona, even though it is 10% in the solar interior and 4% in the solar wind. Because helium is four times more massive than hydrogen, it is clear the an enhanced helium abundance in the corona would greatly impact the energy and momentum fluxes in the solar wind. However, further observations, especially with a better spectral resolution and a lower stray light level, are needed to confirm those of EIT.